

南京工学院

博士研究生学位论文

题目：衍射CT及定量反射成象方法研究

研究生：卢延宇

指导教师：韦钰教授

一九八八年四月三十日

卢

1988.5.24

南京工学院

博士学位论文

题目: 衍射CT及定量反射成像方法研究

研究生: 卢延宇

指导教师: 韦钰教授

南京工学院 生物医学工程系

一九八八年四月三十日

P.7.12-57式 100号

P.37 表1 中

10-2.92.10-1

摘要

衍射CT是为解决波动性射线成像中存在的衍射效应,于七十年代末提出的一种新颖的成像方法。本文首先对衍射CT的一些图象重建算法进行了深入的研究,提高了这些算法的图象重建速度和图象重建质量。

其次,根据衍射CT的理论基础,结合在临床诊断上广泛应用的B超设备,提出了一种新的定量反射成像方法。本文除了对这种新的定量反射成像方法进行理论分析外,还建立了这种方法所需的一套实验测试系统,研制了B超与计算机相接中有关的接口电路。利用这套实验测试系统,本文对实际物体进行了信号采集和图象重建。结果表明,采用这种新的定量反射成像方法重建的图象比由普通B超获得的图象更有助于了解物体内部的结构,而且,在一定程度上图象是定量的。因此,采用这种新的定量反射成像方法将能够更好地对生物软组织进行组织定征,从而提高B超对疾病的诊断能力。

本文最后还指出了要使这种新的定量反射成像方法真正在临床诊断上得到应用,在理论和实验上需进一步研究的课题。

一九八八年四月三十日

目 录

一. 引言	1
二. 生物软组织中声场散射的正、反演问题	6
1. 声场散射的正演问题	6
2. 声场散射的反演问题	18
三. 衍射CT重建算法研究	24
1. 三次样条插值在衍射投影数据加密中的应用	24
2. 透射——反射型衍射CT	38
3. 合成孔径衍射CT付里叶域插值法	50
四. 一种新的定量反射成像方法	68
1. 理论基础	68
2. 空间频谱外推及图象重建	75
3. 实验系统描述	78
4. 实验结果	84
五. 小结	97
致谢	99
六. 参考文献	100
作者在博士生学习期间发表的文章	110

一、引言

七十年代初, X射线计算机辅助断层成像技术(简称 X-CT)问世, 并研制了第一台用 X 射线扫描的头部 CT 机^[1,2]。X-CT 的发明者, 英国 EMI 公司电子学工程师 G. N. Hounsfield 和美国物理学家 A. M. Cormack 为此获得了 1979 年度生理、医学诺贝尔奖。在 X-CT 获得成功的激励下, 利用各种物理手段的 CT 技术相继诞生。这些 CT 技术按其所用的入射源可大致分成两类: 利用波动性射线源的 CT, 如超声 CT^[3-27]、微波 CT^[28-31] 等, 以及利用非波动性射线源的 CT, 如 X-CT^[32-44]、核磁共振 CT^[45-48]、正电子 CT^[49]、单光子放射 CT^[50-52] 等(但这种分类不是固定的, 事实上, 当探测射线的波长和被成像物细节的尺寸可以比拟时, 射线都应视作波动性射线)。

本文主要研究波动性射线的 CT 成像技术, 并着重于研究医用超声 CT。与微波 CT 相比, 超声 CT 用于生物软组织成像可获得较深的探测深度。这是因为与微波相比, 在相同的波长下, 通常生物软组织对声波的衰减较小。此外, 与 X-CT 相比, 超声 CT 对人体伤害小, 对生物软组织成像的对比度高, 且超声 CT 有设备简单、造价低等优点。

但是, 超声 CT 成像质量不高, 还远不能满足临床诊断上的需要^[15,16]。人们曾试图在超声 CT 的基础上, 用射线寻迹法^[3,20,25]对影响超声 CT 成像质量的射线弯曲效应进行修正, 然而, 效果不明显。为此, R. K. Mueller 等人于 1978 年^[53]提出了超声衍射 CT 成像方法, 由于它考虑了声波的

衍射效应, 因此是提高超声CT成像质量有希望的途径之一。

超声衍射CT的基础是对波动方程进行反散射求解, 而波动方程是由描述声波与物体相互作用规律的一组非线性偏微分方程作线性化近似得到的(在医疗诊断领域内使用的声波振幅通常很小, 因此可作这种近似)。对波动方程进行反散射求解通常有两种方法: 一种是迭代法^[53-60], 它存在数学上解的唯一性、稳定性和迭代收敛性等问题, 且计算量巨大, 虽然在不断地发展和完善, 但目前还不是一种实用的方法。另一种是基于一阶近似条件(弱散射条件)下求解析解的方法, 即所谓的衍射CT方法。由于本文主要研究生物软组织的超声成像, 一阶近似假定可以成立, 因此选择衍射CT成像方法进行研究。

衍射CT概念提出后, 人们对其重建算法进行了许多研究^[61-100]。但在提高算法速度和改善图象质量上仍需作进一步工作。本文的第一部分, 即是对现有的衍射CT算法进行比较和改进, 为求提高图象重建速度和质量。本文的第二部分则基于衍射CT的理论基础, 利用现有B超简单和便于操作的声波发射和接收装置, 对生物软组织声学参数分布进行定量成像, 以提高B超的组织定征能力。

在衍射CT算法研究中, 首先, 研究了三次样条插值在衍射投影数据加密中的应用。1982年, A.J.Devaney提出了滤波——反传播衍射CT重建算法^[67](简称Devaney法), 它是一种高质量的重建算法, 并被列为1982年物理学的重要进展之一^[70]。但是, 这种算法计算量很大。例如, 由 N 个投影及在每个投影中有 N 个采样值的 $N \times N$ 衍射投影数据

重建一幅 $N \times N$ 象素图象, Devaney 算法需要大约 $O(N^3 \log_2 N)$ 数量级的复数乘法运算。1983 年, S.X. Pan 等人提出了用 zero-padding 技术对衍射投影数据加密的付里叶域插值衍射 CT 重建算法^[91] (简称 Pan 算法)。这种算法不但其图象重建质量可与 Devaney 算法相比拟, 而且计算量大大减小。如对上述由 $N \times N$ 衍射投影数据重建一幅 $N \times N$ 象素图象, Pan 算法只需大约 $O(N^2 \log_2 N)$ 数量级的复数乘法运算。但是, Pan 算法要用 zero-padding 技术对衍射投影数据进行加密, 因此计算量仍较大。为此, 本文提出了用三次样条插值对衍射投影数据加密的付里叶域插值衍射 CT 重建算法 (简称样条插值法)。该算法比 Pan 算法计算量进一步减小, 同时又保持了 Pan 算法良好的图象重建质量。^[A1]

目前的衍射 CT 有透射型和反射型两种。由于透射信号通常反映物体分布函数空间频率域的低频分量, 而反射信号则反映高频分量, 为提高重建图象的高频分辨率, 我们将这两种类型的衍射 CT 组合成一种透射——反射型衍射 CT (Transmission-Reflection Diffraction Tomography, 简称为 TRDCT)。但在对其进行计算机模拟研究中, 发现重建图象出现了较严重的高频噪声干扰, 使图象重建质量降低。为去除高频噪声, 采用了非线性平滑技术^[37] 对重建的图象进行处理。这样, 不但使重建图象的高频分辨率比通常透射型衍射 CT 的提高, 而且图象质量得到改善。此外, 为利用付里叶域插值方法进行图象重建, 本文还给出了一组 TRDCT 的曲线坐标和直角坐标之间的变换关系^[A2]。

D. Nakamoo 等人于 1982 年^[88] 提出了合成孔径衍射

CT (Synthetic Aperture Diffraction Tomography, 简称SADCT) 成象方法。该方法只需要发射和接收系统绕物体旋转一次, 且允许使用任意形式的入射波源。此外, 他们还提出了 SADCT 的不用插值重建方法^[89] (简称非插值法)。但该方法中含有一个随空间变化的滤波函数, 因此它的计算量较大。本文对 SADCT 付里叶域插值重建方法 (简称插值法) 进行了计算机模拟研究, 并将其与非插值法进行了比较。结果表明, 插值法不但比非插值法重建速度快 (如重建一幅 128×128 象素的图象, 插值法所需的计算时间仅为非插值法的 13% 左右), 而且在一定的图象质量评价标准下, 重建质量也较高。此外, 在计算机模拟研究中我们发现, 由于中心不在坐标原点的物体分布函数在其付里叶域含有一个快速振荡的相位因子, 因此, 若在进行付里叶域插值之前将物体中心移回到坐标原点则可使插值的精度大大提高, 从而改善图象重建的质量。同时, 由于付里叶域覆盖区边界附近点的分布十分稀疏, 以致使用这些点及通常插值法进行付里叶域插值时精度不高。但若对利用这些点的插值进行特别的考虑, 就能大大改善重建图象的质量。^[A3-A6]

上述这些研究, 使得衍射 CT 的图象重建速度和质量获得明显的改善, 由于可采用多种形式的数据采集方式, 这些研究较易于在实际中应用。

此外, 本文还提出了一种新的定量反射成象方法 (Quantitative Reflection Imaging Method, 简称 QRI 方法)。其成象方法如下: 首先, 由接收到的射频回波信号,

得到在聚焦声脉冲通过的直线上-维分布函数的高频分量。然后,利用GP (Gerchberg — Papoulis)^[93] 频谱外推技术,和物体内部轮廓已知及在这些轮廓上射频回波信号相位也已知的先期知识,由所得到的物体分布函数的高频分量外推获得低频分量,进行-维物体分布函数的重建。通过依次激发发射换能器阵列中的不同单元组,使入射的聚焦声脉冲在物体欲成象的断层内进行线性扫描,就能获得物体断层上声速分布的-维图象。本文不仅提出了这种新的定量反射成象方法,进行了理论分析,还将医用B超系统和计算机相接,建立了整套的实验测试系统,研制了有关接口电路,并利用由该系统获得的实际测量数据对物体进行了图象重建。结果表明,由QRI方法重建的图象比普通B超图象更有助于了解测试物体的内部结构,而且图象在一定程度上是定量的。因此,QRI方法可望与现有B超相结合,对生物软组织进行组织定征,提高B超对疾病的诊断能力。文章最后指出,要使QRI方法真正在临床诊断上得到应用,在理论和实验上需要进一步研究的课题。^[A7, A8]

二. 生物软组织中声场散射正、反演问题

1. 声场散射的正演问题

设生物软组织可看作是静止的各向同性粘弹性流体介质, 并没声波在传播过程中是绝热的, 则声波在这种介质中传播规律可用下述一组非线性偏微分方程描述^[101]:

(1) 运动方程:

$$\rho \left(\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} \right) + \rho \vec{v} \cdot \nabla \vec{v} = \nabla \cdot \vec{\gamma} + \vec{E} \quad (2-1)$$

式中 $\rho = \rho(\vec{r}, t)$ 和 $\vec{v} = \vec{v}(\vec{r}, t)$ 分别是介质密度和介质中质点振动速度; $\vec{E} = \vec{E}(\vec{r}, t)$ 是作用于介质的合外力; $\vec{\gamma}$ 是应力张量, 由下式表示:

$$\vec{\gamma} = -(u + \gamma \nabla \cdot \vec{v}) \vec{I} + \varepsilon (\nabla \vec{v} + \vec{v} \nabla) \quad (2-2)$$

式中 $u = u(\vec{r}, t)$ 是声压; $\vec{I}$ 是单位张量; ε 为粘滞系数; $\gamma = \frac{2}{3} \varepsilon - \alpha$ 为第二摩擦系数, 其中 α 为扩张摩擦系数; $\nabla \vec{v}$ 是张量, 而 $\vec{v} \nabla$ 表示 $\nabla \vec{v}$ 的转置。

(2) 连续性方程

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\nabla \cdot (\rho \vec{v}) \quad (2-3)$$

(3) 物态方程

$$\frac{\partial u}{\partial t} = \frac{\kappa}{\rho} \frac{d\rho}{dt} \quad (2-4)$$

式中 $\kappa = \kappa(\vec{r})$ 为绝热压缩模量。

设入射声波振幅很小，并设无声扰动时媒质密度均匀。忽略粘滞系数 ε 和摩擦系数 α ，则在声源以外的媒质中，声压 u 满足以下波动方程：

$$\frac{\partial^2 u(\vec{r}, t)}{\partial t^2} + c^2(\vec{r}) \nabla^2 u(\vec{r}, t) = 0 \quad (2-5)$$

式中 $c(\vec{r}) = \sqrt{\kappa(\vec{r})/\rho_0}$ 表示声波在媒质中的传播速度， ρ_0 为无声扰动时媒质的密度。

由于声压 $u(\vec{r}, t)$ 可表示成单频简谐波的线性叠加，因此这里首先考虑 $u(\vec{r}, t)$ 是简谐波的情形：

$$u(\vec{r}, t) = \text{Re} \left[U(\vec{r}) e^{-j\omega t} \right] \quad u(\vec{r}, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} U(\vec{r}) e^{j\omega t} d\omega \quad (2-6)$$

式中 $U(\vec{r})$ 是简谐波的复振幅； ω 为角频率。

将(2-6)式代入(2-5)式，得到下列亥姆霍兹方程：

$$\nabla^2 U(\vec{r}) + k^2(\vec{r}) U(\vec{r}) = 0 \quad (2-7)$$

式中 $k(\vec{r})$ 为：

$$k(\vec{r}) = \omega / c(\vec{r}) \quad (2-8)$$

将亥姆霍兹方程写成另一形式:

$$\nabla^2 U(\vec{r}) + k_0^2 U(\vec{r}) = -F(\vec{r}) U(\vec{r}) \quad (2-9)$$

式中 $F(\vec{r})$ 称为物体分布函数, 它代表了物体内部声学参数分布的不均匀性:

$$F(\vec{r}) = \begin{cases} k_0^2 [n^2(\vec{r}) - 1] & ; \vec{r} \text{ 在物体中} \\ 0 & ; \text{其它} \end{cases} \quad (2-10)$$

式中 $k_0 = \omega/c_0$ 是物体周围均匀媒质的波数; $n(\vec{r}) = c_0/c(\vec{r})$ 表示物体的折射率分布。

设包围物体的体积为 V_0 , 其表面用 S_0 表示。由 (2-9) 式所示的偏微分方程加上边界条件将构成求解声场 $U(\vec{r})$ 在空间分布的定解问题。在实际的医学成像中, 边界条件可由下列部分刚性和部分柔性边界组成的复合边界条件表示:^[88]

$$\nabla_s U(\vec{r}_s) \cdot \vec{n}_s(\vec{r}_s) + e(\vec{r}_s) U(\vec{r}_s) = -h(\vec{r}_s) \quad (2-11)$$

式中 $e(\vec{r}_s)$ 为边界和它所包围的介质之间的相互作用阻抗; $h(\vec{r}_s)$ 只在边界上有源处才有非零值; $\vec{n}_s(\vec{r}_s)$ 表示表面 S_0 上的法向量, 其方向指向体积 V_0 的内部; ∇_s 是关于 $\vec{r}_s$ 的梯度, 而 $\vec{r}_s$ 是表面 S_0 上某点的位置向量。

根据偏微分方程的边值理论^[101], (2-9) 式和 (2-11) 式组成的定解问题的唯一解可表示成两部分之和: 齐次边界条

件($\rho(\vec{r}_0)=0$)下非齐次方程的解以及非齐次边界条件下齐次方程的解($F(\vec{r})=0$)。齐次边界条件下非齐次方程的解可通过计算源函数的每一基元(即由源函数分解得到的点源)对解的贡献,然后将它们叠加得到。设 $G(\vec{r}|\vec{r}_0)$ 是位于 $\vec{r}_0$ 处的点源在空间一点 $\vec{r}$ 处产生的场,则分布源 $F(\vec{r})U(\vec{r})$ 产生的场可以表示成函数 $F(\vec{r}_0)U(\vec{r}_0)G(\vec{r}|\vec{r}_0)$ 在体积 V_0 上的积分。上述 $G(\vec{r}|\vec{r}_0)$ 称为格林函数。

现在考虑齐次方程在非齐次边界条件下的解。这时,首先应计算出边界上每个基元对解的贡献。为了计算基元的贡献,应设基元以外的边界上 $\rho(\vec{r}_0)=0$ 。这样,各个基元的贡献可看成是齐次边界条件下,在边界 S 处有一点源时产生的场,它就是上述格林函数 $G(\vec{r}|\vec{r}_0)$ 中 $\vec{r}_0=\vec{r}_s$ 时的特殊情况,记为 $G(\vec{r}|\vec{r}_s)$ 。因此,非齐次边界产生的场可表示成函数 $G(\vec{r}|\vec{r}_s)\rho(\vec{r}_s)$ 在整个边界面 S_0 上的积分。

下面将求出非齐次方程(2-9)式在非齐次边界条件(2-11)式下的解。

上述的格林函数 $G(\vec{r}|\vec{r}_0)$ 满足下列非齐次亥姆霍兹方程和齐次边界条件:

$$\begin{cases} (\nabla^2 + k_0^2) G(\vec{r}|\vec{r}_0) = -\delta(\vec{r}-\vec{r}_0) & (2-12a) \end{cases}$$

$$\begin{cases} \nabla_s G(\vec{r}_s|\vec{r}_0) \cdot \vec{n}_s(\vec{r}_s) + e(\vec{r}_s) G(\vec{r}_s|\vec{r}_0) = 0 & (2-12b) \end{cases}$$

式中 $\delta(\vec{r}-\vec{r}_0)$ 是狄拉克— δ 函数,表示 $\vec{r}=\vec{r}_0$ 处有一点源。式中 $G(\vec{r}|\vec{r}_0)$ 在奇点 $\vec{r}=\vec{r}_0$ 以外的地方连续且当 $|\vec{r}-\vec{r}_0| \rightarrow 0$ 时:

$$G(\vec{r}|\vec{r}_0) \rightarrow \frac{1}{|\vec{r}-\vec{r}_0|} \quad (2-13)$$

可以证明, 对于齐次边界条件, $G(\vec{r}|\vec{r}_0)$ 具有对称性:

$$G(\vec{r}|\vec{r}_0) = G(\vec{r}_0|\vec{r}), \quad \vec{r}, \vec{r}_0 \in V_0 \quad (2-14)$$

将(2-9)式两边乘以 $G(\vec{r}|\vec{r}_0)$ 以及(2-12a)式两边乘以 $U(\vec{r})$, 并将结果相减, 得:

$$\begin{aligned} G(\vec{r}|\vec{r}_0) \nabla^2 U(\vec{r}) - U(\vec{r}) \nabla^2 G(\vec{r}|\vec{r}_0) = \\ - F(\vec{r}) U(\vec{r}) G(\vec{r}|\vec{r}_0) + \delta(\vec{r}-\vec{r}_0) U(\vec{r}) \end{aligned} \quad (2-15)$$

将(2-15)式中 $\vec{r}$ 与 $\vec{r}_0$ 次序交换, 并将结果在 V_0 内对 $\vec{r}_0$ 积分, 利用 $G(\vec{r}|\vec{r}_0)$ 和 $\delta(\vec{r}-\vec{r}_0)$ 的对称性, 得:

$$\begin{aligned} \int_{V_0} [G(\vec{r}|\vec{r}_0) \nabla_0^2 U(\vec{r}_0) - U(\vec{r}_0) \nabla_0^2 G(\vec{r}|\vec{r}_0)] d\vec{r}_0 \\ = - \int_{V_0} F(\vec{r}_0) U(\vec{r}_0) G(\vec{r}|\vec{r}_0) d\vec{r}_0 \\ + \int_{V_0} U(\vec{r}_0) \delta(\vec{r}-\vec{r}_0) d\vec{r}_0 \end{aligned} \quad (2-16)$$

式中 ∇_0^2 表示关于 $\vec{r}_0$ 的拉普拉斯算符。利用格林公式:

$$\begin{aligned} \int_{V_0} [G(\vec{r}|\vec{r}_0) \nabla_0^2 U(\vec{r}_0) - U(\vec{r}_0) \nabla_0^2 G(\vec{r}|\vec{r}_0)] d\vec{r}_0 \\ = \int_{S_0} [U(\vec{r}_s) \nabla_s G(\vec{r}|\vec{r}_s) - G(\vec{r}|\vec{r}_s) \nabla_s U(\vec{r}_s)] \cdot \vec{n}_s(\vec{r}_s) ds \end{aligned} \quad (2-17)$$

可得 V_0 内任意一点 $\vec{r}$ 处场的表示式:

$$U(\vec{r}) = \int_{V_0} F(\vec{r}_0) U(\vec{r}_0) G(\vec{r}|\vec{r}_0) d\vec{r}_0 \\ + \int_{S_0} [U(\vec{r}_s) \nabla_s G(\vec{r}|\vec{r}_s) - G(\vec{r}|\vec{r}_s) \nabla_s U(\vec{r}_s)] \cdot \vec{n}_s(\vec{r}_s) ds \quad (2-18)$$

式中 ds 表示 S_0 上的面元。

将 (2-12b) 式代入 (2-18) 式, 并利用 (2-11) 式, 得:

$$U(\vec{r}) = \int_{S_0} G(\vec{r}|\vec{r}_s) h(\vec{r}_s) ds + \int_{V_0} F(\vec{r}_0) U(\vec{r}_0) G(\vec{r}|\vec{r}_0) d\vec{r}_0 \quad (2-19)$$

记:

$$U_i(\vec{r}) = \int_{S_0} G(\vec{r}|\vec{r}_s) h(\vec{r}_s) ds \quad (2-20)$$

和

$$U_s(\vec{r}) = \int_{V_0} F(\vec{r}_0) U(\vec{r}_0) G(\vec{r}|\vec{r}_0) d\vec{r}_0 \quad (2-21)$$

可得:

$$U(\vec{r}) = U_i(\vec{r}) + U_s(\vec{r}) \quad (2-22)$$

式中 $U_i(\vec{r})$ 是物体不均匀性不存在 ($F(\vec{r})=0$) 时, 边界源产生的场, 因而它亦称为入射场; $U_s(\vec{r})$ 表示由物体的不均匀性 ($F(\vec{r}) \neq 0$) 产生的散射场。

由于 (2-21) 式中包含总场因子 $U(\vec{r})$, 因此, 一般难以建立物体分布函数 $F(\vec{r})$ 与散射场 $U_s(\vec{r})$ 之间的简单关系。但由

于本文仅考虑生物软组织的超声成象问题，一阶近似假定（弱散射假定）可以成立。在一阶近似条件下，可以获得测量到的散射场与物体分布函数之间的简单关系。下面我们考虑一阶 Born 近似和一阶 Rytov 近似下散射场的积分解表示式。

将 (2-22) 式代入 (2-21) 式，得：

$$U_s(\vec{r}) = \int_{V_0} F(\vec{r}_0) U_i(\vec{r}_0) G(\vec{r}|\vec{r}_0) d\vec{r}_0 + \int_{V_0} F(\vec{r}_0) U_s(\vec{r}_0) G(\vec{r}|\vec{r}_0) d\vec{r}_0 \quad (2-23)$$

令 (2-23) 式中第一项和第二项分别为 $U_{s1}(\vec{r})$ 和 $\hat{U}_s(\vec{r})$ ，并写下式

$$U_s(\vec{r}) = U_{s1}(\vec{r}) + \hat{U}_s(\vec{r}) \quad (2-24)$$

代入 $\hat{U}_s(\vec{r})$ 的表达式，得：

$$\hat{U}_s(\vec{r}) = \int_{V_0} F(\vec{r}_0) U_{s1}(\vec{r}_0) G(\vec{r}|\vec{r}_0) d\vec{r}_0 + \int_{V_0} F(\vec{r}_0) \hat{U}_s(\vec{r}_0) G(\vec{r}|\vec{r}_0) d\vec{r}_0 \quad (2-25)$$

继续上述展开过程，并令：

$$U_{s(l+1)}(\vec{r}) = \int_{V_0} F(\vec{r}_0) U_{sl}(\vec{r}_0) G(\vec{r}|\vec{r}_0) d\vec{r}_0, \quad l \geq 1 \quad (2-26)$$

可得：

$$U(\vec{r}) = U_i(\vec{r}) + \sum_{l=1}^{\infty} U_{sl}(\vec{r}) \quad (2-27)$$

上式称为波动方程(2-9)式的Born解。若物体的不均匀性较小,该级数解收敛。取级数展开式的前 N 项,(2-27)式称为波动方程(2-9)式的 N 阶Born近似解。特殊地,取 $N=1$,得:

$$U(\vec{r}) = U_i(\vec{r}) + U_{s1}(\vec{r}) \quad (2-28)$$

或:

$$U_s(\vec{r}) = U_{s1}(\vec{r}) = \int_{V_0} F(\vec{r}_0) U_i(\vec{r}_0) G(\vec{r}|\vec{r}_0) d\vec{r}_0 \quad (2-29)$$

即所谓一阶Born近似解。上式与在(2-21)式中直接用 $U_i(\vec{r})$ 代替 $U(\vec{r})$ 的结果相同。因此,一阶Born近似要求 $|U_s(\vec{r})| \ll |U_i(\vec{r})|$,即散射场远小于入射场。

令:

$$U(\vec{r}) = e^{\psi(\vec{r})} \quad (2-30)$$

并将它代入(2-9)式,得到下列Riccati方程:

$$\nabla^2 \psi(\vec{r}) + \nabla \psi(\vec{r}) \cdot \nabla \psi(\vec{r}) + k_0^2 = -F(\vec{r}) \quad (2-31)$$

该方程的解可写成如下两项之和^[27]:

$$\psi(\vec{r}) = \psi_i(\vec{r}) + \psi_s(\vec{r}) \quad (2-32)$$

其中 $\psi_i(\vec{r})$ 是 $F(\vec{r})=0$ 时方程 (2-31) 式的解, 因此:

$$U_i(\vec{r}) = e^{\psi_i(\vec{r})} \quad (2-33)$$

将 (2-32) 式代入 (2-31) 式, 并利用等式:

$$\nabla^2 \psi_i(\vec{r}) + \nabla \psi_i(\vec{r}) \cdot \nabla \psi_i(\vec{r}) + k_0^2 = 0 \quad (2-34)$$

得:

$$\nabla^2 \psi_s(\vec{r}) + 2 \nabla \psi_i(\vec{r}) \cdot \nabla \psi_s(\vec{r}) = -\nabla \psi_s(\vec{r}) \cdot \nabla \psi_s(\vec{r}) - F(\vec{r}) \quad (2-35)$$

将 (2-35) 式两边乘以 $U_i(\vec{r})$, 并利用:

$$\nabla^2 U_i(\vec{r}) = -k_0^2 U_i(\vec{r}) \quad (2-36)$$

得:

$$(\nabla^2 + k_0^2)(U_i(\vec{r})\psi_s(\vec{r})) = -[F(\vec{r}) + \nabla \psi_s(\vec{r}) \cdot \nabla \psi_s(\vec{r})]U_i(\vec{r}) \quad (2-37)$$

方程 (2-37) 式就是非齐次亥姆霍兹方程。若将 (2-21) 式中 $F(\vec{r})U_i(\vec{r})$

相应地换成 $[F(\vec{r}) + \nabla \psi_s(\vec{r}) \cdot \nabla \psi_s(\vec{r})] U_i(\vec{r})$ ，则可获得 Riccati 方程的解：

$$\psi_s(\vec{r}) = \psi_{s1}(\vec{r}) + \hat{\psi}_{s2}(\vec{r}) \quad (2-38)$$

式中：

$$\psi_{s1}(\vec{r}) = \frac{1}{U_i(\vec{r})} \int_{V_0} F(\vec{r}_0) U_i(\vec{r}_0) G(\vec{r}|\vec{r}_0) d\vec{r}_0 \quad (2-39)$$

以及：

$$\hat{\psi}_{s2}(\vec{r}) = \frac{1}{U_i(\vec{r})} \int_{V_0} \nabla \psi_s(\vec{r}_0) \cdot \nabla \psi_s(\vec{r}_0) U_i(\vec{r}_0) G(\vec{r}|\vec{r}_0) d\vec{r}_0 \quad (2-40)$$

将 (2-40) 式右端重复地进行展开，可得 Riccati 方程的级数展开解，并相应地称为 Rytov 解。当物体的不均匀性较小时，Rytov 解收敛。一阶 Rytov 近似解由下式表示：

$$\psi(\vec{r}) = \psi_i(\vec{r}) + \psi_{s1}(\vec{r}) \quad (2-41)$$

即：

$$\psi_s(\vec{r}) = \psi_{s1}(\vec{r}) = \frac{1}{U_i(\vec{r})} \int_{V_0} F(\vec{r}_0) U_i(\vec{r}_0) G(\vec{r}|\vec{r}_0) d\vec{r}_0 \quad (2-42)$$

由 (2-42) 式看出，一阶 Rytov 近似要求 $|\nabla \psi_s(\vec{r}) \cdot \nabla \psi_s(\vec{r})| \ll |F(\vec{r})|$ ，

即散射场的相位空间变化率很小。若将 $\gamma_s(\vec{r}) U_i(\vec{r})$ 看成一个新的场变量, 则 (2-42) 式与 (2-29) 式有相同的形式。即在一阶近似的条件下, Born 解和 Rytov 解的积分表示式相同。因此, 在下面我们仅研究由一阶 Born 近似得到的散射场表示式 (2-29) 式的反演问题。

设 (2-29) 式中 $G(\vec{r}|\vec{r}_0)$ 是自由空间的格林函数, 则它由下式给出^[101]:

$$G(\vec{r}|\vec{r}_0) = \frac{e^{jk_0|\vec{r}-\vec{r}_0|}}{|\vec{r}-\vec{r}_0|} \quad (2-43)$$

式中 $|\vec{r}-\vec{r}_0|$ 是场点 $\vec{r}=(x, y, z)$ 与源点 $\vec{r}_0=(x_0, y_0, z_0)$ 之间的欧几里德距离。

下面研究二维情形 (即设物体分布函数沿 z 轴方向变化很小, 且入射场和散射场都与坐标 z 无关), 这时, 格林函数可表示成^[102]:

$$g(\vec{r}|\vec{r}_0) = \frac{j}{4} H_0(k_0|\vec{r}-\vec{r}_0|) \quad (2-44)$$

式中 H_0 是第一类零阶汉克函数。对它进行南谱展开, 得:

$$H_0(k_0|\vec{r}-\vec{r}_0|) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{j\vec{k} \cdot (\vec{r}-\vec{r}_0)}}{K_y} dK_x \quad (2-45)$$

式中向量 $\vec{K}=(K_x, K_y)$, 且:

$$K_y = \sqrt{k_0^2 - K_x^2} \quad (2-46)$$

这样, (2-29)式变为:

$$U_s(\vec{r}) = \int_s F(\vec{r}_0) U_i(\vec{r}_0) g(\vec{r}|\vec{r}_0) d\vec{r}_0 \quad (2-47)$$

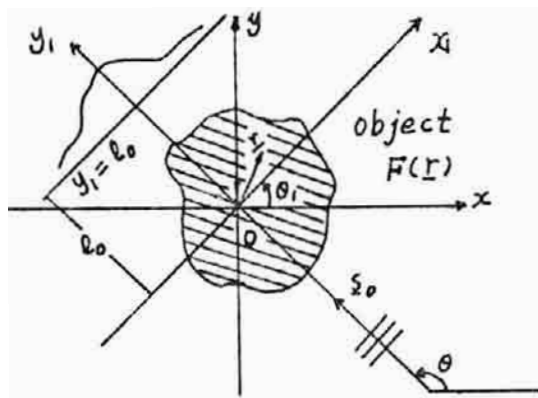
式中积分区域 s 是个包含物体断层的平面区域; 场点 $\vec{r}=(x, y)$, 源点 $\vec{r}_0=(x_0, y_0)$ 。(2-47)式将作为本文研究工作的基本方程。

2. 声场散射的反演问题

考虑图(2-1)所示的衍射CT数据采集方式。图中 $F(\vec{r})$ 表示二维物体分布函数； $\vec{r} = (x, y)$ 是空间一点的位置向量； $y_1 = l_0$ 是接收换能器移动线，它与发射换能器一起固定在坐标系 $x_1 - y_1$ 上，且可绕物体作 $0^\circ \sim 360^\circ$ 旋转； θ 和 θ_1 分别表示坐标轴 y_1 和 x_1 与 x 轴之间的夹角，且 $\theta = \theta_1 + \frac{\pi}{2}$ 。设入射波是沿 y_1 正方向传播的单色平面波，由下式表示：

$$U_i(\vec{r}) = U_0 e^{jk_0 \vec{s}_0 \cdot \vec{r}} \quad (2-48)$$

式中 $\vec{s}_0$ 是平面波传播方向上的单位向量， U_0 是平面波的复振幅（不失一般性，可设 $U_0 = 1$ ）。



图(2-1) 衍射CT数据采集方式

将(2-45)式代入(2-44)式，并将结果与(2-48)式一起

代入 (2-47) 式, 经化简后得:

$$U_S(\vec{r}) = \frac{j}{4\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{j\vec{k} \cdot \vec{r}}}{K_y} \tilde{F}(\vec{k} - k_0 \vec{s}_0) dk_x \quad (2-49)$$

式中:

$$\tilde{F}(\vec{k} - k_0 \vec{s}_0) = \int_S F(\vec{r}_0) e^{-j(\vec{k} - k_0 \vec{s}_0) \cdot \vec{r}_0} d\vec{r}_0 \quad (2-50)$$

令:

$$Q = \begin{bmatrix} \cos \theta_1 & -\sin \theta_1 \\ \sin \theta_1 & \cos \theta_1 \end{bmatrix} \quad (2-51)$$

并作以下变量代换:

$$\vec{r} = Q \vec{r}_1 \quad (2-52)$$

$$\vec{k} = \vec{T} Q^{-1} \quad (2-53)$$

式中 $\vec{r}, \vec{r}_1$ 为列向量; $\vec{k}, \vec{T}$ 为行向量; Q^{-1} 为 Q 的转置; $\vec{r}_1 = (x_1, y_1) = [x_1, y_1]^t$, 上标 t 表示向量的转置; $\vec{T} = (t_x, t_y)$ 。
由 (2-53) 式, 得:

$$\begin{cases} K_x = t_x \cos \theta_1 - t_y \sin \theta_1 \\ K_y = t_x \sin \theta_1 + t_y \cos \theta_1 \end{cases} \quad (2-54)$$

将 (2-54) 式中 K_x 与 K_y 分别平方后相加, 并利用 (2-46) 式,

可得:

$$t_y = \sqrt{k_0^2 - t_x^2} \quad (2-55)$$

将(2-54)式中 K_x 对 t_x 微分, 得:

$$dK_x = [\cos \theta_1 + \frac{t_x}{t_y} \sin \theta_1] dt_x \quad (2-56)$$

由(2-54)式中 K_y 的表示式解出:

$$t_x \sin \theta_1 = K_y - t_y \cos \theta_1 \quad (2-57)$$

将(2-57)式代入(2-56)式, 得:

$$dK_x = \frac{K_y}{t_y} dt_x \quad (2-58)$$

将图(2-1)中向量 $\vec{s}_0$ 沿 $x-y$ 坐标轴分解, 得:

$$\begin{aligned} \vec{s}_0 &= \cos(\theta_1 + \frac{\pi}{2}) \vec{i} + \sin(\theta_1 + \frac{\pi}{2}) \vec{j} \\ &= -\sin \theta_1 \vec{i} + \cos \theta_1 \vec{j} \end{aligned} \quad (2-59)$$

式中 $\vec{i}$ 、 $\vec{j}$ 分别是 x 、 y 轴正方向上的单位向量。

将(2-49)式中向量 $\vec{K} = k_0 \vec{s}_0$ 沿 $x-y$ 坐标轴分解, 并利用(2-54)式, 得:

$$\vec{k} - k_0 \vec{s}_0 = u \vec{i} + v \vec{j} \quad (2-60)$$

式中:

$$\begin{cases} u = t_x \cos \theta_1 - (t_y - k_0) \sin \theta_1 \\ v = t_x \sin \theta_1 + (t_y - k_0) \cos \theta_1 \end{cases} \quad (2-61)$$

由(2-51)式, (2-60)式可改写成向量形式:

$$\vec{k} - k_0 \vec{s}_0 = (\vec{t} - k_0 \vec{s}_0) Q^{-1} \quad (2-62)$$

由(2-52)式和(2-53)式, 可得:

$$j \vec{k} \cdot \vec{r} = j \vec{t} Q^T \cdot Q \vec{r}_1 = j \vec{t} \cdot \vec{r}_1 \quad (2-63)$$

将(2-58)式、(2-62)式和(2-63)式一起代入(2-49)式, 可得到散射场在 $x_1 - y_1$ 坐标系下的表示式:

$$U_s(\vec{r}_1) = \frac{j}{4\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{j \vec{t} \cdot \vec{r}_1}}{t_y} \tilde{F}[(\vec{t} - k_0 \vec{s}_0) Q^{-1}] dt_x \quad (2-64)$$

令 $y_1 = l_0$, 并将 $U_s(\vec{r}_1)$ 对变量 x_1 作付里叶变换, 可得测量到的散射场的付里叶变换与物体分布函数 付里叶变换之间的关系, 即所谓的衍射投影定理:

$$\tilde{U}_s(t_x, \theta) = \frac{j e^{j t_y l_0}}{2 t_y} \tilde{F}[(\vec{r} - k_0 \vec{s}_0) Q^{-1}] \quad (2-65)$$

根据(2-65)式, 可求出物体分布函数 $F(\vec{r})$, 获得反散射问题的解。A. J. Devaney 于 1982 年提出了求解 $F(\vec{r})$ 的滤波—反传播法:

$$F(\vec{r}) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \Pi_\theta(x \sin \theta - y \cos \theta, x \cos \theta + y \sin \theta) d\theta \quad (2-66)$$

式中:

$$\begin{aligned} \Pi_\theta(x_1, y_1) = & -\frac{k_0^2}{2\pi} \int_{-k_0}^{k_0} \Gamma(t_x, \theta) H(t_x) G(t_x, y_1) \\ & \cdot e^{j t_x x_1} dt_x \end{aligned} \quad (2-67)$$

其中:

$$\Gamma(t_x, \theta) = j e^{-j k_0 l_0} \tilde{U}_s(t_x, \theta) / k_0 \quad (2-68)$$

$$H(t_x) = \begin{cases} |t_x|; & |t_x| \leq k_0 \\ 0; & \text{其它} \end{cases} \quad (2-69)$$

$$G(t_x, y_1) = \begin{cases} e^{j(t_y - k_0)(y_1 - l_0)}; & |t_x| \leq k_0 \\ 0; & \text{其它} \end{cases} \quad (2-70)$$

上述 Devaney 算法中含有一个随空间变化的滤波函数 $G(t_x, y_1)$, 因此它的计算量很大。本文下节的工作将要在使 Devaney 算法速度大大提高的 Pan 算法的基础上进一步提高图象重建速度和质量, 并研究在不同数据采集方式下图象重建的问题。

三. 衍射CT重建标法研究

1. 三次样条插值在衍射投影数据加密中的应用

(1) Zero-padding 技术和三次样条插值方法

(i) Zero-padding 技术

在实际的数据采集中, 散射场 $\tilde{U}_s(t_x, \theta)$ 只在 t_x 和 θ 的一些离散值上已知。通常, 由于物理条件限制, t_x 和 θ 的离散步长较大, 因此, 使用付里叶域插值法进行图象重建时插值精度不高。为了重建高质量的图象, 必须对上述衍射投影数据进行加密, 使得由 (2-65) 式确定的物体分布函数付里叶变换在曲线坐标 $\{(\vec{r} - k_0 \vec{s}_0) Q^{-1}; \vec{r} = (t_x, t_y), t_y = \sqrt{k_0^2 - t_x^2}, |t_x| \leq k_0\}$ 上已知的点增多。如果 $\tilde{U}_s(t_x, \theta)$ 对变量 t_x 和 θ 都是等步长地离散的, 则可用 Zero-padding 技术对衍射投影数据进行加密^[91], 其方法如下: 设有一步长为 k 的等步长 N 点一维序列 $y(n)$, $n=0, 1, 2, \dots, N-1$ 。对它作 N 点 FFT, 得到 N 点频谱 $Y(k)$, $k=0, 1, 2, \dots, N-1$ 。为了使序列 $y(n)$ 的密度增加 L 倍 (L 为整数), 必须在频谱的高频部分加入 $(L-1)N$ 点。记补点后的新频谱为 $X(k')$, 它由下式表示 ($k'=0, 1, 2, \dots, LN-1$):

$$X(k') = \begin{cases} Y(k') & ; 0 \leq k' \leq N/2 - 1 \\ 0 & ; N/2 \leq k' \leq LN - N/2 - 1 \\ Y(k' - LN + N) & ; LN - N/2 \leq k' \leq LN - 1 \end{cases} \quad (3-1)$$

对 $X(k')$ 作 LN 点 IFFT, 就得到密度比 $y(n)$ 增加 L 倍的新序列 $x(n')$:

$$\begin{aligned} x(n') &= \frac{1}{LN} \sum_{k'=0}^{LN-1} X(k') e^{j\frac{2\pi}{LN} n' k'} \\ &= \frac{1}{LN} \left[\sum_{k=0}^{N/2-1} Y(k) e^{j\frac{2\pi}{LN} n' k} + \sum_{k=N/2}^{N-1} Y(k) e^{j\frac{2\pi}{LN} n' k} \right] \\ &\quad \cdot e^{j\frac{2\pi}{LN} (L-1)N n'} \quad , \quad (n' = 0, 1, 2, \dots, LN-1) \quad (3-2) \end{aligned}$$

令: $n' = Ln$, 上式化为:

$$\begin{aligned} x(Ln) &= \frac{1}{LN} \left[\sum_{k=0}^{N/2-1} Y(k) e^{j\frac{2\pi}{LN} Ln k} + \sum_{k=N/2}^{N-1} Y(k) e^{j\frac{2\pi}{LN} Ln k} \right] \\ &= \frac{1}{L} \left[\frac{1}{N} \sum_{k=0}^{N-1} Y(k) e^{j\frac{2\pi}{N} n k} \right] = \frac{1}{L} y(n) \quad (3-3) \end{aligned}$$

即:

$$x(Ln) = \frac{1}{L} y(n) \quad (3-4)$$

(3-4) 式表明, 加密后的序列在离散域上保持线性不变, 并在原序列的每两个相邻点之间插入 $L-1$ 个点。上述用 Zero-padding 技术对一维序列加密的基本思想是保

持加密前、后序列频谱的形状不变, 并且可以很容易地推广到二维。

(ii) 三次样条插值法

从上述 Zero-padding 技术对衍射投影数据加密中看出, 由于要对加密后的序列作 LN 及 IFFT, 因而它的计算量较大。若对 64×128 衍射投影数据加密 8 倍进行 128×128 象素图象重建, 其衍射投影数据加密占用的时间约为在一个图象重建时间的 63%。为了减少衍射投影数据加密所需的计算量, 我们采用三次样条插值方法对衍射投影数据进行加密。

三次样条插值是一种高精度的插值方法, 在一般情况下应用时比较复杂, 计算量大^[104]。但它用于一等步长序列的中点插值时, 则较简单, 计算量小。对衍射投影数据加密正是属于这种情况。以下给出三次样条插值对一维数据加密的方法, 并直接地将它们推广到二维。

若 $S(x) \in C^2[a, b]$ (即 $S(x)$ 在区间 $[a, b]$ 上二阶导数连续), 且在每个小区间 $[x_n, x_{n+1}]$ 上是三次多项式, 其中 $a = x_1 < x_2 < \dots < x_N = b$ 是给定的节点, 则称 $S(x)$ 是节点 $x_1, x_2, \dots, x_N$ 上的三次样条函数。若在节点 x_n 上给定函数值 $y(n)$ ($n=1, 2, \dots, N$), 并使:

$$S(x_n) = y_n, \quad (n=1, 2, \dots, N) \quad (3-5)$$

则称 $S(x)$ 为三次样条插值函数。

$S(x)$ 在区间 $[x_n, x_{n+1}]$ 上的表达式可由分段三次埃尔米特插值函数求出：^[105]

$$\begin{aligned}
 S(x) = & \frac{(x-x_{n+1})^2 [h_n + 2(x-x_n)]}{h_n^3} y(n) \\
 & + \frac{(x-x_n)^2 [h_n + 2(x_{n+1}-x)]}{h_n^3} y(n+1) \\
 & + \frac{(x-x_{n+1})^2 (x-x_n)}{h_n^2} m_n \\
 & + \frac{(x-x_n)^2 (x-x_{n+1})}{h_n^2} m_{n+1}
 \end{aligned} \tag{3-6}$$

式中 $h_n = x_{n+1} - x_n$ ； m_n 表示 $S(x)$ 的一阶导数在节点 x_n 上的值。根据 $S(x)$ 的二阶导数在节点 x_n 上连续， $n=2, 3, \dots, N-1$ ，可以求出 m_n 所满足的线性方程组：

$$\begin{aligned}
 \lambda_n m_{n-1} + 2m_n + \mu_n m_{n+1} &= g_n \\
 (n=2, 3, \dots, N-1)
 \end{aligned} \tag{3-7}$$

式中：

$$\lambda_n = \frac{h_n}{h_{n-1} + h_n} \quad (3-8)$$

$$\mu_n = \frac{h_{n-1}}{h_{n-1} + h_n} \quad (3-9)$$

$$g_n = 3 \left[\lambda_n \frac{y(n) - y(n-1)}{h_{n-1}} + \mu_n \frac{y(n+1) - y(n)}{h_n} \right] \quad (3-10)$$

若考虑自然边界条件:

$$S''(x_1) = S''(x_N) = 0 \quad (3-11)$$

则得到两端的方程:

$$\begin{cases} 2m_1 + m_2 = g_1 \\ m_{N-1} + 2m_N = g_N \end{cases} \quad (3-12)$$

式中:

$$g_1 = 3 \frac{y(2) - y(1)}{h_1} \quad (3-13)$$

$$g_N = 3 \frac{y(N) - y(N-1)}{h_{N-1}} \quad (3-14)$$

设 $y(n)$ 是 n 步长为 h 的等步长 N 点序列, 若用三次样条函数方法对 $y(n)$ 在区间 $[x_n, x_{n+1}]$ 的中点进行插值, 则三次样条函数在各区间 $[x_n, x_{n+1}]$ 上可表示为如下的简单形式:

$$S(x_n + \frac{h}{2}) = \frac{1}{2} [y(n) + y(n+1)] + \frac{h}{8} [m_n - m_{n+1}] \quad (3-15)$$

$$(n=1, 2, \dots, N-1)$$

式中 m_n 满足的线性方程组由 (3-7) 式和 (3-12) 式简化而得:

$$\begin{cases} \frac{1}{2} m_{n-1} + 2m_n + \frac{1}{2} m_{n+1} = g_n, & (n=2, 3, \dots, N-1) \\ 2m_1 + m_2 = g_1 \\ m_{N-1} + 2m_N = g_N \end{cases} \quad (3-16)$$

其中:

$$\begin{cases} g_n = \frac{3}{2h} [y(n+1) - y(n-1)], & (n=2, 3, \dots, N-1) \\ g_1 = \frac{3}{h} [y(2) - y(1)] \\ g_N = \frac{3}{h} [y(N) - y(N-1)] \end{cases} \quad (3-17)$$

将 (3-16) 式写成矩阵形式:

$$A IM = G \quad (3-18)$$

式中:

$$A = \begin{bmatrix} 2 & 1 & 0 & \cdots & 0 & 0 & 0 \\ 1/2 & 2 & 1/2 & \cdots & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1/2 & 2 & \cdots & 0 & 0 & 0 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots & \vdots & \vdots \\ 0 & 0 & 0 & \cdots & 1/2 & 2 & 1/2 \\ 0 & 0 & 0 & \cdots & 0 & 1 & 2 \end{bmatrix} \quad (3-19)$$

$IM = (m_1, m_2, \dots, m_N)^t$ 以及 $G = (g_1, g_2, \dots, g_N)^t$, 上标 t 表示向量的转置。

从系数矩阵(3-19)式看出, (3-18)式是一个主对角占优的三对角线性方程组, 因此它有唯一解, 并可通过下述追赶法求解^[105]:

1) 先求辅助参数 b_n :

$$\begin{cases} b_1 = 1/2 \\ b_n = 1 / (4 - b_{n-1}), \quad (n=2, 3, \dots, N-1) \end{cases} \quad (3-20)$$

2) 由 b_n 求另一辅助参数 a_n :

$$\begin{cases} a_1 = \frac{1}{2} g_1 \\ a_n = (2g_n - a_{n-1}) b_n, \quad (n=2, 3, \dots, N-1) \\ a_N = (g_N - a_{N-1}) / (2 - b_{N-1}) \end{cases} \quad (3-21)$$

3) 由 a_n 和 b_n 求出 m_n :

$$\begin{cases} m_N = a_N \\ m_n = a_n - b_n m_{n+1} \end{cases} \quad (n = N-1, N-2, \dots, 2, 1) \quad (3-22)$$

将求出的 m_n 代入 (3-15) 式, 就能得到比原序列加密一倍的序列。若 $n=N$, 我们令 $S(x_n + \frac{h}{2}) = S(x_n - \frac{h}{2})$ 。若要获得进一步加密的序列, 只要将加密后的序列作为原序列, 重复上述过程。用上述三次样条插值方法同样地将衍射投影数据加密 8 倍进行 128×128 像素图象重建, 其衍射投影数据加密所需的计算机时间仅占整个图象重建时间的 29% 左右。

(2) 计算机模拟结果

图 (3-1) 是本文在计算机模拟中使用的头部模型^[44]。图 (3-1)(a) 是从监视机上摄下的 128×128 像素照片, 而图 (3-1)(b) 是图 (3-1)(a) 的灰度值分布。图 (3-1)(b) 中直线 $y = -0.605$ 通过模型中三个最小的相筒, 它上面的灰度分布可以反映重建图象的分辨率。故本文在后面的计算机模拟中都将给出该直线上重建图象的灰度分布与模型的灰度分布之间的比较。

为了对重建图象的质量进行定量评价, 需要寻找一种客观的评价标准, 但目前尚无一种令人信服的评价标准。本文采用三个常用的距离评价量, 即: 归一化均方根距离值 d , 归一化平均绝对距离值 r 和最大距离偏差值 e 。^[37]

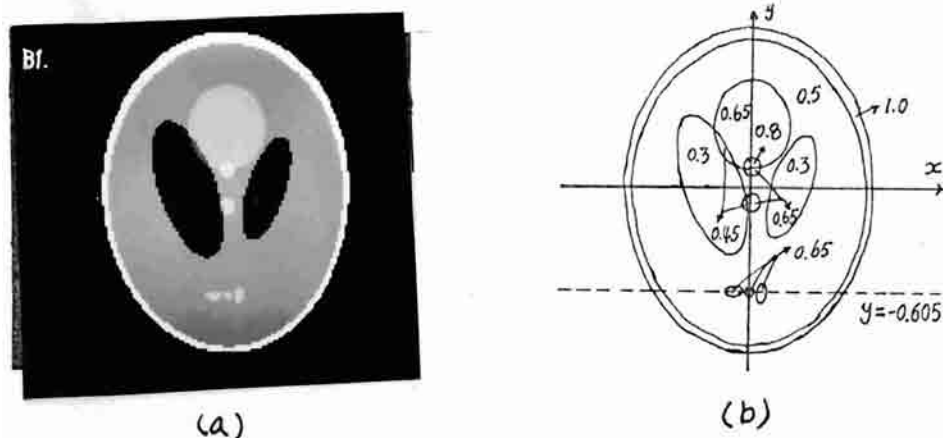


图 (3-1) 计算机模拟中使用的模型 (a) 照片 (b) 灰度级分布

对于 $N \times N$ 象素图象, 这些距离评价量的定义如下:

$$d_1 = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N (r_{ij} - p_{ij})^2}{\sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N (p_{ij} - \bar{p})^2}} \quad (3-23)$$

$$r_1 = \frac{\sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N |r_{ij} - p_{ij}|}{\sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N |p_{ij}|} \quad (3-24)$$

$$e_1 = \max_{\substack{1 \leq I \leq N/2 \\ 1 \leq J \leq N/2}} |R_{IJ} - P_{IJ}| \quad (3-25)$$

式中:

$$R_{IJ} = \frac{1}{4} (r_{2I, 2J} + r_{2I+1, 2J} + r_{2I, 2J+1} + r_{2I+1, 2J+1}) \quad (3-26a)$$

$$P_{IJ} = \frac{1}{4} (p_{2I, 2J} + p_{2I+1, 2J} + p_{2I, 2J+1} + p_{2I+1, 2J+1}) \quad (3-26b)$$

$$(I, J = 1, 2, 3, \dots, N/2)$$

上述表达式中 r_{ij} 和 p_{ij} 分别表示重建图象和模型在第 i 行、第 j 列处的象素灰度值; $\bar{r}$ 和 $\bar{p}$ 则分别是重建图象和模型灰度的平均值, 由下式定义:

$$\bar{r} = \frac{1}{N^2} \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N r_{ij} \quad (3-27)$$

$$\bar{p} = \frac{1}{N^2} \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N p_{ij} \quad (3-28)$$

上述三个距离评价量反映了重建图象误差的不同侧面。 d_1 着重反映了个别象素上较大误差, r_1 反映许多小误差的累积效果, 而 e_1 则表明重建图象元素 (R_{IJ}) 的最大误差。

如果重建图象的平均值与模型的不同, 可以采用平均值修正的距离评价量^[A3]对这些图象的质量进行定量评价。平均值修正的距离评价量由下列方式计算: 首先由 (3-27) 式和 (3-28) 式求出重建图象和模型的平均值 $\bar{r}$ 和 $\bar{p}$, 然后将 $\bar{p}$ 与 $\bar{r}$ 的差值加到重建图象的每个象素上。最后,

利用(3-23)式 ~ (3-25)式分别计算平均值修正后重建图象的 d_1 、 r_1 和 e_1 值,并将它们相应地记作 d_2 、 r_2 和 e_2 。从上述平均值修正的距离评价量的定义看出,由于它们去除了重建图象平均值偏离模型平均值这一因素,因而能更好地反映监视四屏幕上显示的重建图象的质量(监视四显示屏的平均亮度,亦即图象灰度的平均值,是可以任意调节的)。若重建图象就是模型本身,从上述距离评价量的定义可知它们将全为另。因此,重建图象的质量越高,图象的距离评价量就越小。此外,本文还同时给出了重建图象的最大和最小灰度值 $\max$ 和 $\min$,以便与模型的最大和最小灰度值进行比较(模型的最大和最小灰度值分别为1.0和0.0)。

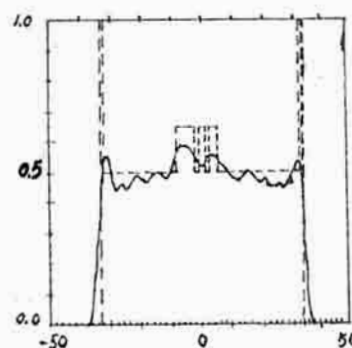
图(3-2)(a)是由 64×128 衍射投影数据不经加密直接重建的 128×128 象素图象。图(3-3)(a)和图(3-4)(a)分别是用Zero-padding技术和三次样条插值方法将 64×128 衍射投影数据加密到 128×512 衍射投影数据重建的 128×128 象素图象。图(3-2)(b) ~ 图(3-4)(b)是对应于图(3-2)(a) ~ 图(3-4)(a),直线 $y = -0.605$ (见图(3-1)(b))上重建值(实线)与真实值(虚线)之间的比较。表(3-1)给出了重建图象“距离”之间的比较,同时它还给出了重建图象所占用的VAX-11/730计算机CPU处理时间 t 和其中衍射投影数据加密部分所占用的时间 t' 。

从上述计算机模拟结果看出: 1) 经过衍射投影数据加密重建的图象(图(3-3)(a)和图(3-4)(a))比不进行衍射投影数据加密直接重建的图象(图(3-2)(a))的质量有很大

提高。2) 样条插值法重建图象的质量与 Pan 法 (用 Zero-padding 技术对衍射投影数据加密) 重建图象的质量可相比拟。3) 样条插值法重建图象占用的计算机 CPU 处理时间约为 Pan 法的 $1/2$, 其中对衍射投影数据加密部分所占用的 CPU 处理时间仅为 Pan 法中相应时间的 $1/4$ 左右 (随着加密后衍射投影数据长度的增加, 样条插值法对衍射投影数据加密部分 CPU 处理时间与 Pan 法中相应时间的比值还要进一步减小)。因此, 三次样条插值方法是一种比较有效的衍射 CT 衍射投影数据加密方法。



(a)

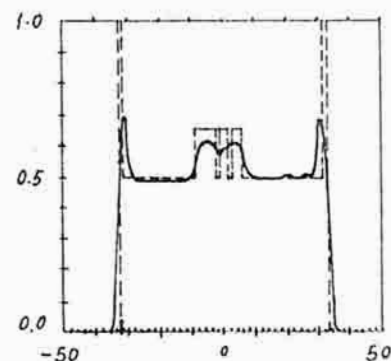


(b)

图 (3-2) (a) 由 64×128 衍射投影数据不经加密直接重建的 128×128 象素图象 (b) 直线 $y = -0.605$ 上 (见图 (3-1) (b)) 重建值 (实线) 与真实值 (虚线) 之间的比较



(a)

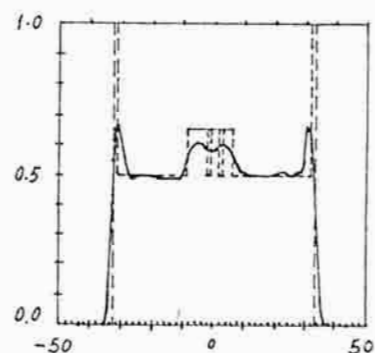


(b)

图(3-3) (a) 用Zero-padding技术对衍射投影数据加密重建的 128×128 象素图象 (b) 直线 $y = -0.605$ 上(见图(3-1)(b))重建值(实线)与真实值(虚线)之间的比较



(a)



(b)

图(3-4) (a) 由三次样条插值对衍射投影数据加密重建的 128×128 象素图象 (b) 直线 $y = -0.605$ 上(见图(3-1)(b))重建值(实线)和真实值(虚线)之间的比较

表(3-1) 重建图象"距离值"之间的比较, 以及图象重建所占用的计算机 CPU 处理时间

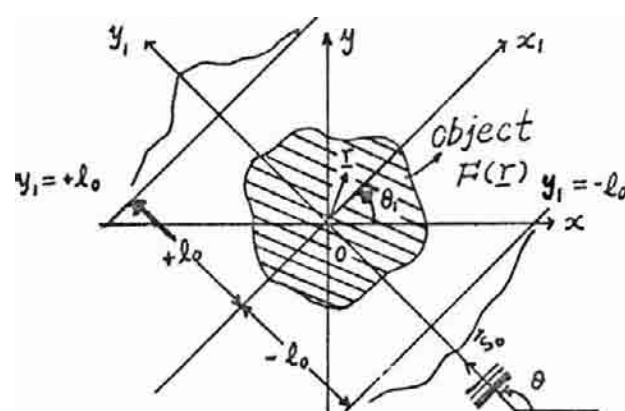
图号	说明	d_1	r_1	e_1	d_2	r_2	e_2	max	min	t	t'
3-2	不加窗	0.3613	0.2046	0.5288	0.3613	0.2047	0.5284	0.8019	-0.8574×10^{-2}	1.5 (min)	0
3-3	补号加密	0.2825	0.1117	0.3865	0.2825	0.1118	0.3864	0.9746	-0.2195×10^{-2}	4.1 (min)	2.6 (min)
3-4	三次样条插值加密	0.2910	0.1209	0.4100	0.2910	0.1209	0.4098	0.9436	-3.127×10^{-2}	2.1 (min)	0.6 (min)

装
:

2. 透射——反射型衍射 CT 的研究

(1) 衍射投影公式及曲线坐标和直角坐标之间的变换关系

图(3-5)是 TRDCT 的数据采集方式, 它与图(2-1)相同, 只是发射换能器亦作为接收换能器, 且位于直线 $y_1 = -l_0$ 上。为了能同时接收透射和反射信号, 发射换能器必须产生似连续波, 即产生一个足够长的正弦波列, 使之能看成连续波, 但该波列又不能太长, 影响反射波的测量。该条件可通过适当调整正弦波列的长度以及改变 l_0 的大小来满足。在进行数据采集时, 对于每个固定的 θ 角, 两列换能器分别从两条直线 $y_1 = \pm l_0$ 上获得 N 个采样值。若 θ 从 $0^\circ \sim 360^\circ$ 旋转 N 个角度, 将得到 $2(N \times N)$ 个衍射投影数。从这 $2(N \times N)$ 个衍射投影数据, 由 TRDCT 就能重建出物体分布函数图象。



图(3-5) TRDCT 数据采集方式

TRDCT适合于透射信号的衍射投影公式就是(2-65)式:

$$\tilde{U}_{st}(t_x, \theta) = \frac{j e^{j t_y l_0}}{2 t_y} \tilde{F}[(\vec{r} - k_0 \vec{s}_0) Q^{-1}] \quad (3-29)$$

没想在图(3-5)中, 让平面波入射方向旋转 180° , 则在直线 $y_1 = l_0$ 上得到的信号就是反射信号。于是, 就可得到如下适合于反射信号的衍射投影公式:

$$\tilde{U}_{sr}(t_x, \theta) = \frac{j e^{j t_y l_0}}{2 t_y} \tilde{F}[(\vec{r} + k_0 \vec{s}_0) Q^{-1}] \quad (3-30)$$

式中 $\tilde{U}_{st}(t_x, \theta)$ 和 $\tilde{U}_{sr}(t_x, \theta)$ 分别表示透射和反射信号的付里叶变换; $\tilde{F}[(\vec{r} - k_0 \vec{s}_0) Q^{-1}]$ 和 $\tilde{F}[(\vec{r} + k_0 \vec{s}_0) Q^{-1}]$ 分别是物体分布函数付里叶变换在曲线坐标 $\{(\vec{r} - k_0 \vec{s}_0) Q^{-1}; \vec{r} = (t_x, t_y), t_y = \sqrt{k_0^2 - t_x^2}, |t_x| \leq k_0\}$ 和 $\{(\vec{r} + k_0 \vec{s}_0) Q^{-1}; \vec{r} = (t_x, t_y), t_y = \sqrt{k_0^2 - t_x^2}, |t_x| \leq k_0\}$ 上的值。

设 $\vec{w} = (u, v)$ 表示物体分布函数空间付里叶域直角坐标 $u-v$ 上的位置向量。由向量方程 $\vec{w} = (\vec{r} - k_0 \vec{s}_0) Q^{-1}$ 和 $\vec{w} = (\vec{r} + k_0 \vec{s}_0) Q^{-1}$, 可得下面两个直角坐标中一点 (u, v) 与曲线坐标中一点 (t_x, θ) 之间的变换关系:

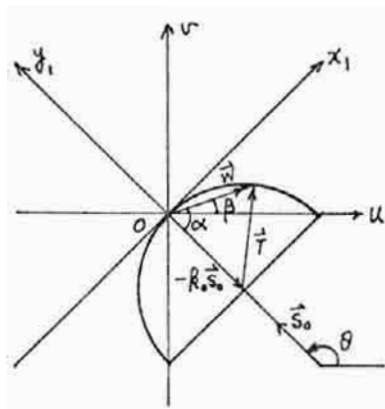
$$\begin{cases} u = t_x \sin \theta + (t_y - k_0) \cos \theta \\ v = -t_x \cos \theta + (t_y - k_0) \sin \theta \end{cases} \quad (3-31)$$

和

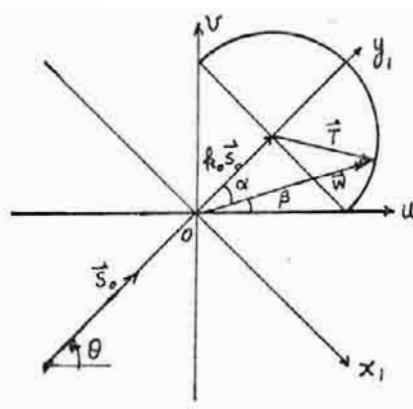
$$\begin{cases} u = t_x \sin \theta + (t_y + k_0) \cos \theta \\ v = -t_x \cos \theta + (t_y + k_0) \sin \theta \end{cases} \quad (3-32)$$

下面根据(3-31)式和(3-32)式, 求出曲线坐标中一点 (t_x, θ) 与直角坐标中一点 (u, v) 之间的关系。

图(3-6)(a)和(b)分别表示对应于透射和反射信号的向量 $\vec{W}$ 、 $\vec{T}$ 和 $k_0 \vec{S}_0$ 之间的关系。 α 是向量 $\vec{W}$ 与向量 $\vec{W} - \vec{T}$ 之间的夹角, β 表示向量 $\vec{W}$ 与 u 轴正方向之间的夹角。



(a)



(b)

图(3-6) 向量 $\vec{W}$ 、 $\vec{T}$ 和 $k_0 \vec{S}_0$ 之间的关系 (a)透射信号部份
(b)反射信号部份

由(3-31)式, 得:

$$\begin{aligned}
 u^2 + v^2 &= t_x^2 + (ty - k_0)^2 \\
 &= t_x^2 + k_0^2 - t_x^2 + k_0^2 - 2k_0 ty \\
 &= 2k_0^2 - 2k_0 ty
 \end{aligned}
 \tag{3-33}$$

从上式解出 t_x :

$$t_x = \sqrt{k_0^2 - \left(\frac{2k_0^2 - u^2 - v^2}{2k_0}\right)^2}
 \tag{3-34}$$

由图(3-6)(a) 可看出:

$$\theta = \pi - (\alpha - \beta)
 \tag{3-35}$$

式中:

$$\alpha = \cos^{-1} \frac{\sqrt{u^2 + v^2}}{2k_0}
 \tag{3-36}$$

$$\beta = \operatorname{tg}^{-1} \frac{v}{u}
 \tag{3-37}$$

类似地, 由 (3-32) 式, 得:

$$u^2 + v^2 = 2k_0^2 + 2k_0 t y \quad (3-38)$$

从上式解出:

$$t_x = \sqrt{k_0^2 - \left(\frac{2k_0^2 - u^2 - v^2}{2k_0} \right)^2} \quad (3-39)$$

由图 (3-6) (b) 可看出:

$$\theta = \alpha + \beta \quad (3-40)$$

由 (3-34) 式、(3-35) 式、(3-39) 式和 (3-40) 式, 可得下面一组曲线坐标中一点 (t_x, θ) 与直角坐标中一点 (u, v) 之间的关系:

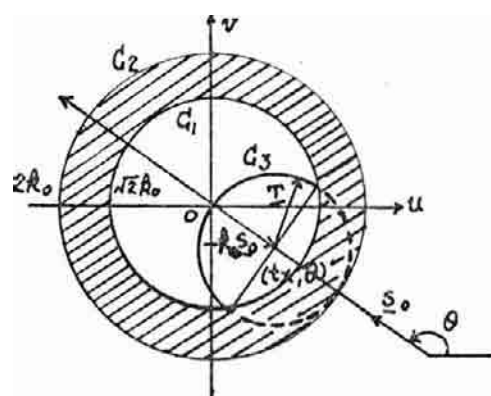
$$\begin{cases} t_x = \sqrt{k_0^2 - \left(\frac{2k_0^2 - u^2 - v^2}{2k_0} \right)^2} \\ \theta = \pi + \operatorname{tg}^{-1} \left(\frac{v}{u} \right) - \cos^{-1} \left(\frac{\sqrt{u^2 + v^2}}{2k_0} \right) \end{cases} \quad (3-41)$$

和

$$\begin{cases} t_x = \sqrt{k_0^2 - \left(\frac{2k_0^2 - u^2 - v^2}{2k_0} \right)^2} \\ \theta = \operatorname{tg}^{-1} \left(\frac{v}{u} \right) + \cos^{-1} \left(\frac{\sqrt{u^2 + v^2}}{2k_0} \right) \end{cases} \quad (3-42)$$

(2) 图象重建

从(3-29)式和(3-30)式, 可得图(3-7)所示的物体分布函数付里叶域覆盖。



图(3-7) TRDCT付里叶域覆盖

图中圆 C_3 是当 θ 分别固定于 $\theta = \theta'$ 和 $\theta = \theta' + \pi$, 且 t_x 从 $-k_0 \sim +k_0$ 变化时点 (u, v) 在付里叶域直角坐标中的轨迹。其中实线半圆和虚线半圆分别由(3-31)式和(3-32)式得到。当 θ 从 $0^\circ \sim 360^\circ$ 变化时, 以坐标原点为心, $2k_0$ 为半径的圆 C_2

内部将由衍射投影数据覆盖, 其中圆 C_1 的内部由透射数据覆盖, 而位于圆 C_1 和 C_2 之间的环域则由反射数据覆盖。这样, TRDCT 比普通的透射式衍射 CT 增加了付里叶域高频覆盖面积, 故能获得较高的图象分辨率。

为了用二维 IFFT 进行图象重建, 必须用某种插值方法由物体分布函数付里叶变换在曲线坐标上的值 $\tilde{F}[(\tau \pm k.s.s.) Q^T]$ 求出它在直角坐标矩形网格上的值。这里, 我们采用常用的双线性插值方法^[9], 其计算公式如下:

$$\tilde{U}_s(t_x, \theta) = \sum_{i=1}^{N_{tx}-1} \sum_{j=1}^{N_\theta-1} \tilde{U}_s(t_{xi}, \theta_j) h_1(t_x - t_{xi}) h_2(\theta - \theta_j) \quad (3-43)$$

其中:

$$h_1(t_x - t_{xi}) = \begin{cases} 1 - \frac{|t_x - t_{xi}|}{\Delta t_x} & ; |t_x - t_{xi}| \leq \Delta t_x \\ 0 & ; \text{其它} \end{cases} \quad (3-44)$$

$$h_2(\theta - \theta_j) = \begin{cases} 1 - \frac{|\theta - \theta_j|}{\Delta \theta} & ; |\theta - \theta_j| < \Delta \theta \\ 0 & ; \text{其它} \end{cases} \quad (3-45)$$

式中 Δt_x 和 $\Delta \theta$ 都是常数; $\tilde{U}_s(t_{xi}, \theta_j)$ 表示由测量装置得到的散射场的离散付里叶变换在曲线坐标矩形网格点 (t_{xi}, θ_j) 上的值; $\tilde{U}_s(t_x, \theta)$ 是与直角坐标上某个矩形网格点 (u, v) 对

应的散射场付里叶变换在曲线坐标相应点 (t_x, θ) 上的值。 N_{t_x} 和 N_θ 分别表示 t_x 和 θ 离散的点数。双线性插值方法如下：根据 (3-41) 式和 (3-42) 式求出对应于直角坐标矩形网格点 (u, v) 的曲线坐标点 (t_x, θ) ，然后，由 (3-43) 式求出点 (t_x, θ) 上散射场的付里叶变换，乘上 (3-29) 式或 (3-30) 式中的函数因子后，将它作为相应直角坐标矩形网格点 (u, v) 上物体分布函数付里叶变换值（若点 (u, v) 属于图 (3-7) 中圆 C_1 和 C_2 之间的环域，用 (3-42) 式计算 (t_x, θ) ；若点 (u, v) 属于图 (3-7) 中圆 C_1 的内部，则用 (3-41) 式）。

为了减少重建图象中出现的吉布斯振荡现象，在求出物体分布函数付里叶变换在直角坐标矩形网格点上的值后，可对它加上布莱克曼窗^[106]：

$$b(\vec{w}) = \begin{cases} 0.42 - 0.5 \cos \frac{2\pi r}{4R_0} + 0.08 \cos \frac{4\pi r}{4R_0} & ; |\vec{w}| \leq 2R_0 \\ 0 & ; \text{其它} \end{cases}$$

(3-46)

式中：

$$r = \sqrt{u^2 + v^2} + 2R_0$$

(3-47)

对加窗后的分布函数付里叶变换 $\tilde{F}(\vec{w}) b(\vec{w})$ 作 = 维 IFFT，就能重建物体分布函数图象。

值得注意，虽然上述透射——反射型衍射 CT 利用了较多的物体分布函数的高频信息，从而图象高频分辨率较高，

但却出现了高频噪声干扰的问题。为了解决高频噪声问题,本文采用了非线性平滑图象处理技术^[37],并通过适当选取平滑权和门限值,使处理后的图象不但保持较高的高频分辨率,而且高频噪声减少。非线性平滑技术简述如下:

设重建图象中某象素为 V_1 , 且其周围的8个象素分别为 $V_2 \sim V_9$, 并按下述方式排列:

$$V_6 \quad V_2 \quad V_7$$

$$V_3 \quad V_1 \quad V_4$$

$$V_8 \quad V_5 \quad V_9$$

象素 V_1 经非线性平滑后密度变为:

$$\frac{W_1 V_1 + W_2 \sum_{i=2}^5 f_i V_i + W_3 \sum_{i=6}^9 f_i V_i}{W_1 + W_2 \sum_{i=2}^5 f_i + W_3 \sum_{i=6}^9 f_i} \quad (3-48)$$

其中:

$$f_i = \begin{cases} 1, & |V_i - V_1| \leq t \\ 0, & \text{其它} \end{cases} \quad (3-49)$$

式中 w_1 、 w_2 和 w_3 称为平滑权， t 称为门限值，它们都是非负的，且由实验决定。若 v_i 是某个边界象素点，则对于某些 i 值， v_i 没有意义。这时，我们将相应于这些 i 值的 f_i 置为零。

(3) 计算机模拟结果

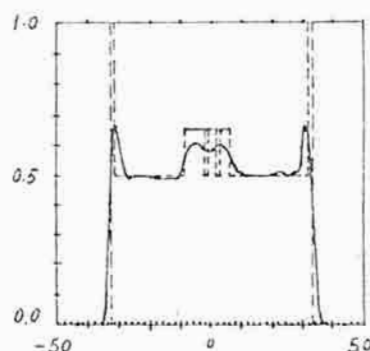
图 (3-8) (a) 是利用 64×128 衍射投影数据，由通常透射型衍射 CT 付里叶域双线性插值法重建的 128×128 象素图象。图 (3-9) (a) 是用 $2(64 \times 128)$ 衍射投影数据，由 TRDCT 付里叶域双线性插值法重建的 128×128 象素图象。图 (3-10) (a) 是图 (3-9) (a) 经过非线性平滑处理后的结果。值得注意，图 (3-9) (a) 重建时所用的模型的大小只是图 (3-8) (a) 的 $1/2$ (图 (3-8) (a) 和图 (3-9) (a) 重建时所用的频率域采样间隔分别是 $\sqrt{2}k_0/128$ 和 $2k_0/128$ ，而空间域采样间隔则分别是 $\sqrt{2}\pi/k_0$ 和 π/k_0)。因此，虽然图 (3-8) (a) 的高频分辨率看上去与图 (3-9) (a) 的相差不多，但实际上，图 (3-9) (a) 的高频分辨率要高得多。从图 (3-10) (a) 看出，非线性平滑处理减小了图 (3-9) (a) 的高频噪声，而且还保持了图象较高的高频分辨率 (此处平滑权 w_1 、 w_2 和 w_3 分别取为 9、4 和 1，门限值取为 0.05)。

图 (3-8) (b) ~ 图 (3-10) (b) 是分别对应于图 (3-8) (a) ~ 图 (3-10) (a)，在直线 $y = -0.605$ (见图 (3-1) (b)) 上重建值 (实线) 和真实值 (虚线) 之间的比较。表 (3-2) 给出重建图象“距离”之间的比较。从上面计算机模拟结果看出，

由TRDCT进行图象重建,并用非线性平滑技术进行图象处理,不但重建图象的分辨率较高,而且在本文所采用的图象质量评价标准下,质量也较高。

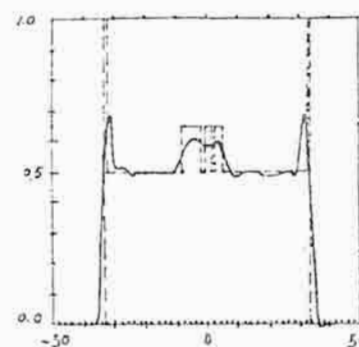


(a)

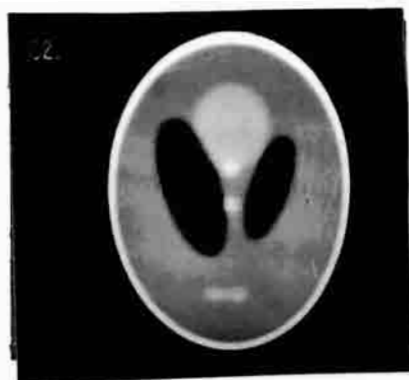


(b)

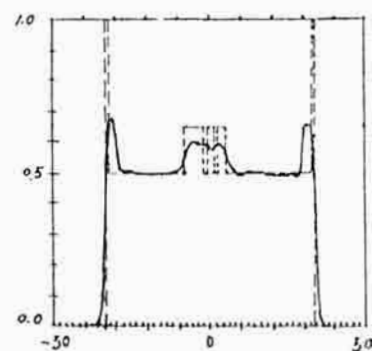
图(3-8) (a)由通常衍射CT重建的 128×128 像素图象 (b)直线 $y = -0.605$ 上(见图(3-1)(b))重建值(实线)与真实值(虚线)之间的比较



图(3-9) (a)由TRDCT重建的 128×128 像素图象 (b)直线 $y = -0.605$ 上(见图(3-1)(b))重建值(实线)与真实值(虚线)之间的比较



(a)



(b)

图(3-10) (a)由TRDCT重建的 128×128 图象经非线性平滑处理后的结果 (b)直线 $y = -0.605$ 上(见图(3-1)(b))重建值(实线)与真实值(虚线)之间的比较

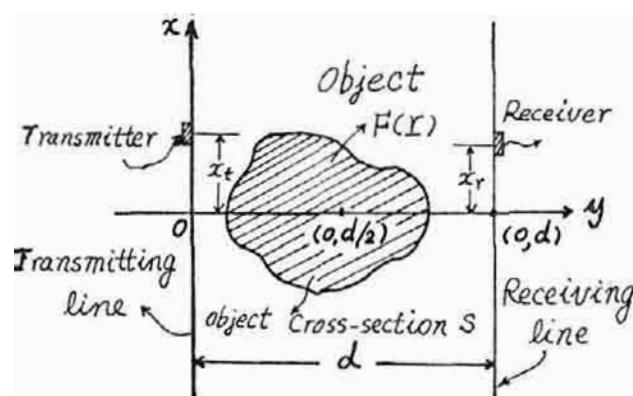
表(3-2) 重建图象“距离”之间的比较

图号	说 明	d_1	r_1	e_1	d_2	r_2	e_2	max	min
3-8	透射型衍射CT	0.2910	0.1209	0.4100	0.2910	0.1209	0.4098	0.9436	-3.127×10^{-2}
3-9	透射反射型衍射CT(无平滑)	0.2894	0.1158	0.4000	0.2894	0.1159	0.3998	0.9803	-2.672×10^{-2}
3-10	透射反射型衍射CT(有平滑)	0.2889	0.1117	0.4043	0.2889	0.1118	0.4042	0.9765	-1.742×10^{-2}

3. 合成孔径衍射CT付里叶域插值法

(1) 基本原理

SADCT的数据采集方式见图(3-11)。图中 x - y 坐标系相对于空间固定； L_t 和 L_r 分别是发射换能口和接收换能口移动线，且它们相互平行； d 是 L_t 和 L_r 之间的距离； $F(\vec{r})$ 表示位于 L_t 和 L_r 之间的二维物体，其中心坐标为 $(0, d/2)$ ； S 表示物体欲成象的横断面。



图(3-11) SADCT的数据采集方式

图(3-11)中物体和换能口都浸在消声水槽中，且发射和接收换能口可分别沿 L_t 和 L_r 等间隔地移动 N 个位置，它们在 L_t 和 L_r 上的坐标分别由 x_t 和 x_r 表示。对发射换能口每固定一个位置，接收换能口都沿 L_r 移动 N 个位置。因此，若发射换能口移动了 N 个位置，将获得 $N \times N$ 个衍射投影数据。若将测量装置绕物体旋转 90° （或测量装置不动，物体以相

反方向绕其中心旋转 90°), 并重复上述数据采集过程, 则可获得另外 $N \times N$ 个衍射投影数据。由这两组衍射投影数据, 就能重建物体分布函数的图象。

下面由图(3-11)所示的数据采集方式, 以及一阶近似条件下的散射场积分解(2-47)式, 求出SADCT的衍射投影公式^[89]。设发射换能器位于 L_t 上一点 $(x_t, 0)$ 时, 在空间一点 $\vec{r} = (x, y)$ 处产生的入射场和散射场分别为 $U_i(\vec{r}; x_t)$ 和 $U_s(\vec{r}; x_t)$ 。根据南潜展开^[107], 可以得到发射换能器位于坐标原点时, 在空间一点 $\vec{r}$ 处产生的入射场 $U_i(\vec{r}; 0)$ 的积分表示式。若 $\vec{r} = (x, 0)$, 入射场 $U_i(\vec{r}; 0)$ 记为 $U_i(x, 0; 0)$, 它表示位于坐标原点的源在发射换能器移动线 L_t 上产生的场。将 $U_i(x, 0; 0)$ 关于变量 x 作付里叶变换, 并记为 $A_t(k_x; 0)$, 则:

$$A_t(k_x; 0) = \int_{-\infty}^{\infty} U_i(x, 0; 0) e^{-jk_x x} dx \quad (3-50)$$

再以 y 为参数, 对 $U_i(\vec{r}; 0)$ 关于变量 x 作付里叶变换, 得:

$$A_t(k_x; y; 0) = \int_{-\infty}^{\infty} U_i(\vec{r}; 0) e^{-jk_x x} dx \quad (3-51)$$

从而 $U_i(\vec{r}; 0)$ 可表示成 $A_t(k_x; y; 0)$ 的付里叶积分:

$$U_i(\vec{r}; 0) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} A_t(k_x; y; 0) e^{jk_x x} dk_x \quad (3-52)$$

在无源处，入射场 $U_i(\vec{r}; 0)$ 满足下列齐次亥姆霍兹方程：

$$\nabla^2 U_i(\vec{r}; 0) + k_0^2 U_i(\vec{r}; 0) = 0 \quad (3-53)$$

由上式可得到下面关于 $A_t(k_x; y; 0)$ 的定解问题：

$$\begin{cases} \frac{d^2 A_t(k_x; y; 0)}{dy^2} + (k_0^2 - k_x^2) A_t(k_x; y; 0) = 0 \\ A_t(k_x; y; 0) \big|_{y=0} = A_t(k_x; 0) \end{cases} \quad (3-54)$$

求解 (3-54) 式，得：

$$A_t(k_x; y; 0) = A_t(k_x; 0) e^{jk_y y} \quad (3-55)$$

式中：

$$k_y = \sqrt{k_0^2 - k_x^2} \quad (3-56)$$

将 (3-55) 式代入 (3-52) 式，得：

$$U_i(\vec{r}; 0) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} A_t(k_x; 0) e^{j\vec{k} \cdot \vec{r}} dk_x \quad (3-57)$$

式中向量 $\vec{k} = (k_x, k_y)$ 。

若发射换能器位于发射线 L_t 上一点 $(x_t, 0)$, 则 (3-50) 式可相应地写为:

$$A_t(k_x; x_t) = \int_{-\infty}^{\infty} U_i(x, 0; x_t) e^{-jk_x x} dx \quad (3-58)$$

由于 $U_i(x, 0; x_t) = U_i(x - x_t, 0; 0)$, 由上式得:

$$A_t(k_x; x_t) = A_t(k_x; 0) e^{-jk_x x_t} \quad (3-59)$$

从而, 利用 (3-57) 式, 可以得到发射换能器位于 L_t 上一点 $(x_t, 0)$ 时, 在空间一点 $\vec{r}$ 处产生的入射场的积分表示式:

$$U_i(\vec{r}; x_t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} A_t(k_x) e^{-jk_x x_t} e^{j\vec{k} \cdot \vec{r}} dk_x \quad (3-60)$$

式中用 $A_t(k_x)$ 代表 $A_t(k_x; 0)$ 。

将 (2-45) 式代入 (2-44) 式, 得到二维自由空间格林函数的积分表示式。将该积分表示式中的积分变量 k_x 换成 t_x , 然后将它与 (3-60) 式一起代入散射场积分表示式 (2-47) 式, 可得发射换能器位于 $(x_t, 0)$ 时, 在接收换能器移动线 L_r 上一点 (x_r, d) 处产生的散射场表示式:

$$U_s(x_r; x_t) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{j e^{j t_y d}}{2 t_y} A_t(k_x) \cdot$$

$$\left[\int_S F(\vec{r}_0) e^{-j(\vec{r}-\vec{k}) \cdot \vec{r}_0} d\vec{r}_0 \right] e^{j(t_x x_r - k_x x_t)} dt_x dk_x \quad (3-61)$$

式中 $\vec{r} = (t_x, t_y)$, 且:

$$t_y = \sqrt{k_0^2 - t_x^2} \quad (3-62)$$

对 $U_s(x_r, -x_t)$ 作二维付里叶变换, 得:

$$\tilde{U}_s(t_x; k_x) = \frac{j e^{j t_y d}}{2 t_y} A_t(k_x) \int_S F(\vec{r}_0) e^{-j(\vec{r}-\vec{k}) \cdot \vec{r}_0} d\vec{r}_0 \quad (3-63)$$

若考虑接收换能器孔径大小对声场的空间滤波特性, 并记该滤波特性的付里叶变换为 $A_r(t_x)$, 则有:

$$\tilde{P}_{sa}(t_x; k_x) = \frac{j e^{j t_y d}}{2 t_y} A_r(t_x) A_t(k_x) \int_S F(\vec{r}_0) e^{-j(\vec{r}-\vec{k}) \cdot \vec{r}_0} d\vec{r}_0 \quad (3-64)$$

式中 $\tilde{P}_{sa}(t_x; k_x)$ 是接收到的散射场的付里叶变换。由上式, 可得 SADCT 的衍射投影公式:

$$\tilde{F}(\vec{r}-\vec{k}) = -\frac{2jtye^{-jtyd}}{A_r(t_x)A_t(k_x)} \tilde{P}_{sa}(t_x; k_x) \quad (3-65)$$

式中:

$$\tilde{F}(\vec{r}-\vec{k}) = \int_S F(\vec{r}_0) e^{-j(\vec{r}-\vec{k}) \cdot \vec{r}_0} d\vec{r}_0 \quad (3-66)$$

为物体分布函数的付里叶变换在曲线坐标 $\{\vec{r}-\vec{k}; |t_x| \leq k_0, |k_x| \leq k_0\}$ 上的表示式。

为了使物体分布函数付里叶域得到充分覆盖, 必须将物体绕其中心旋转 90° 。经过与上面类似的推导, 可得物体旋转后的衍射投影公式:

$$\tilde{F}[(\vec{r}-\vec{k})Q] = -\frac{2jtye^{-jtyd}}{A_r(t_x)A_t(k_x)} \tilde{P}_{sb}(t_x; k_x) \quad (3-67)$$

式中 $\tilde{F}[(\vec{r}-\vec{k})Q]$ 是物体旋转 90° 后其分布函数付里叶变换在曲线坐标 $\{(\vec{r}-\vec{k})Q; |t_x| \leq k_0 \text{ 和 } |k_x| \leq k_0\}$ 上的表示式; $\tilde{P}_{sb}(t_x; k_x)$ 是物体旋转后测到的散射场的付里叶变换; $\vec{r}, \vec{k}$ 都是行向量; Q 是 (2-51) 式中 $\theta_1 = 90^\circ$ 的特殊情况。

(3-66) 式和 (3-67) 式建立了在曲线坐标上, 测量到的散射场的付里叶变换和物体分布函数付里叶变换之间的一

组关系。由这组关系式，即可进行图象重建。

(2) SADCT 付里叶域插值重建算法

设 $\vec{w} = (u, v)$ 是付里叶域直角坐标上的一个向量。从向量方程 $\vec{w} = \vec{t} - \vec{k}$ 和 $\vec{w} = (\vec{t} - \vec{k})Q$ ，可得直角坐标中一点 (u, v) 和曲线坐标中一点 (t_x, k_x) 之间的关系：

$$\begin{cases} u = t_x - k_x \\ v = t_y - k_y \end{cases} \quad (3-68)$$

和

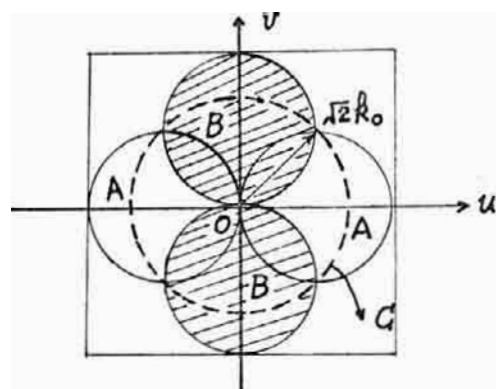
$$\begin{cases} u = t_y - k_y \\ v = -t_x + k_x \end{cases} \quad (3-69)$$

式中 $|t_x| \leq k$ 及 $|k_x| \leq k$ 。若 $|t_x| > k$ 或 $|k_x| > k$ ，则散射波将成为衰减的场。当接收换能器移动线 L_r 与物体相距足够远时，衰减场的影响可以忽略。根据 (3-68) 式和 (3-69) 式，可得付里叶域覆盖区 A（由物体旋转前的散射场得到）和 B（由物体旋转 90° 后的散射场得到），如图 (3-12) 所示 [89]。

为了进行付里叶域插值，需要求出一组曲线坐标和直角坐标间的变换关系。由 (3-56) 式和 (3-62) 式，得到：

$$t_x^2 + t_y^2 = k_0^2 \quad (3-70)$$

$$k_x^2 + k_y^2 = k_0^2 \quad (3-71)$$



图(3-12) SADCT的付里叶域覆盖。A和B区域分别表示物体 90° 旋转前、后物体分布函数的付里叶域覆盖

再由(3-68)式可得

$$\begin{cases} (u-t_x)^2 + (v-t_y)^2 = k_0^2 & (3-72) \\ (u+k_x)^2 + (v+k_y)^2 = k_0^2 & (3-73) \end{cases}$$

(3-72)式表示付里叶域直角坐标 $u-v$ 上中心位于 (t_x, t_y) , 半径为 k_0 的圆。从(3-70)式可知, (3-72)式所示的圆其中

心 (t_x, t_y) 的轨迹也是一个半径为 k_0 的圆，只是该圆的圆心位于 t 点。由于 t_y 恒大于 0，因此由 (3-70) 式表示的是上半圆，如图 (3-13) 中虚线所示。同理，由 (3-73) 式表示的是付里叶域直角坐标 $u-v$ 上中心位于 $(-k_x, -k_y)$ ，半径为 k_0 的圆，且其圆心 $(-k_x, -k_y)$ 的轨迹组成中心位于 t 点，半径为 k_0 的圆中的下半圆。图 (3-12) 中的付里叶域覆盖区 A 正是由同时满足 (3-72) 式和 (3-73) 式的点 (u, v) 的集合形成的。由 (3-72) 式和 (3-73) 式可分别解出 t_x 和 k_x 与给定的一点 (u, v) 之间的关系。再根据图 (3-13)，就能确定付里叶域覆盖区 A 中曲线坐标上一点 (t_x, k_x) 和直角坐标上一点 (u, v) 之间，在直角坐标不同象限中的对应关系。

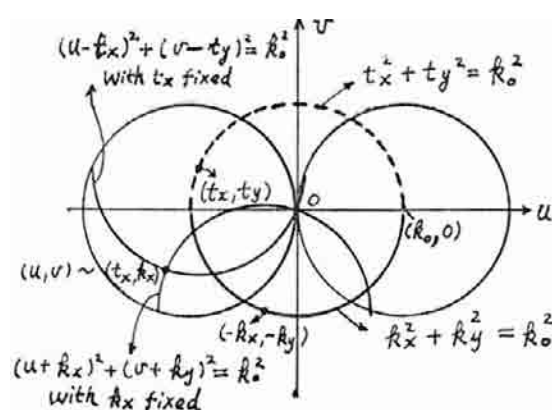


图 (3-13) 曲线坐标与直角坐标之间关系

若点 (u, v) 在第 I 或第 III 象限，下列关系式成立：

$$\begin{cases} t_x = \frac{1}{2}(u - q_1) \\ k_x = -\frac{1}{2}(u + q_1) \end{cases} \quad (3-74)$$

式中:

$$q_1 = |v| \cdot \sqrt{\frac{4k_0^2}{u^2 + v^2} - 1} \quad (3-75)$$

若点 (u, v) 在第 II 或第 IV 象限, 则有:

$$\begin{cases} t_x = \frac{1}{2}(u + q_1) \\ k_x = -\frac{1}{2}(u - q_1) \end{cases} \quad (3-76)$$

从 (3-69) 式, 得到:

$$\begin{cases} (u - t_y)^2 + (v + t_x)^2 = k_0^2 \end{cases} \quad (3-77)$$

$$\begin{cases} (u + k_y)^2 + (v - k_x)^2 = k_0^2 \end{cases} \quad (3-78)$$

同理, 同时满足 (3-77) 式和 (3-78) 式的点 (u, v) 的集合将形成图 (3-12) 所示的付里叶域覆盖区 B。从 (3-77) 式和

(3-78)式也可以得到与图(3-13)类似的曲线坐标与直角坐标之间的关系图。从而得到在付里叶域覆盖区B中, 直角坐标各个象限内曲线坐标上一点 (t_x, k_x) 和直角坐标上一点 (u, v) 之间的变换关系。若点 (u, v) 在第I或第III象限, 有:

$$\begin{cases} t_x = -\frac{1}{2}(v - g_2) \\ k_x = \frac{1}{2}(v + g_2) \end{cases} \quad (3-79)$$

式中:

$$g_2 = |u| \cdot \sqrt{\frac{4k_0^2}{u^2 + v^2} - 1} \quad (3-80)$$

若点 (u, v) 在第II或第IV象限, 则得到:

$$\begin{cases} t_x = -\frac{1}{2}(v + g_2) \\ k_x = \frac{1}{2}(v - g_2) \end{cases} \quad (3-81)$$

由(3-74)式、(3-76)式、(3-79)式以及(3-81)式, 可以求出付里叶域直角坐标上矩形网格点在曲线坐标中的位置, 从而可利用付里叶域插值方法获得直角坐标矩形网格

某点物体分布函数的付里叶变换值。插值方法如下：由给定的直角坐标矩形网格点 (u, v) ，判断其属于付里叶域覆盖区 A 还是 B。若属于区域 A，则由 (3-74) 式或 (3-76) 式求出曲线坐标中的相应点 (t_x, k_x) ，并用某种插值法由已知的离散衍射投影数据求出该点 (t_x, k_x) 上物体分布函数付里叶变换值，并将它作为直角坐标矩形网格点 (u, v) 上物体分布函数付里叶变换值。若点 (u, v) 属于区域 B，则由 (3-78) 式或 (3-81) 式求出相应的 (t_x, k_x) ，并与区域 A 的情形类似，由某种插值方法计算出该点 (u, v) 上物体分布函数付里叶变换值。若点 (u, v) 属于区域 $A \cap B$ ，则可用在区域 A 和 B 中的插值结果的平均值作为该点 (u, v) 上物体分布函数的付里叶变换值。由于 SADCT 中已知的离散衍射投影数据在付里叶域覆盖区 A 和 B 中分布很不均匀（无论在高频区还是在低频区都是如此），因此对区域 A 和 B 边界附近的点进行上述插值时要进行特别的考虑，以提高图象重建质量。这一点将在后面加以详细说明。对由上述插值法获得的物体分布函数付里叶变换在直角坐标矩形网格点上的值加上由 (3-46) 式给出的布莱克曼窗，并作二维 IFFT，就能重建物体分布函数的图象。

(3) 计算机模拟结果

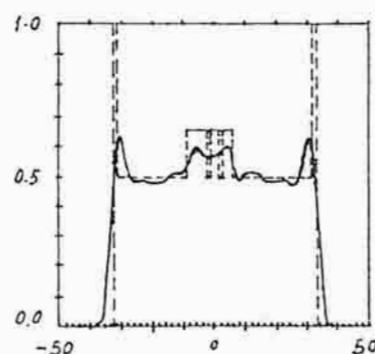
在下列计算机模拟研究中，我们不但给出 SADCT 付里叶域插值法图象重建的结果，而且还给出 D. Nahamoo 等人提出的 SADCT 非插值法图象重建的结果，并将它们

进行了比较。

图(3-14)(a)是用付里叶域最近邻插值法^[91],由2(128×128)衍射投影数据重建的128×128象素图象。图(3-15)(a)是用非插值法由同一组衍射投影数据重建的128×128象素图象。图(3-14)(b)和图(3-15)(b)分别与图(3-14)(a)和图(3-15)(a)对应,表示直线 $y = -0.605$ (见图(3-1)(b))上重建值(实线)和真实值(虚线)之间的比较。表(3-3)给出了插值法和非插值法重建图象“距离”之间的比较。此外,图(3-14)(a)和图(3-15)(a)图象重建占用的VAX-11/730计算机CPU处理时间分别为2.58分钟和19.3分钟,即图(3-14)(a)图象重建的时间仅为图(3-15)(a)的13%左右。从计算机模拟结果看出,对于SADCT,插值法不仅比非插值法图象重建速度快,而且质量高。



(a)

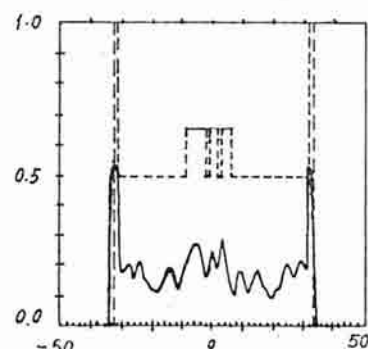


(b)

图(3-14)(a)由SADCT付里叶域最近邻插值法重建的128×128象素图象 (b) 直线 $y = -0.605$ 上重建值(实线)和真实值(虚线)之间的比较



(a)



(b)

图(3-15) (a)由非插法重建的 128×128 象素图象 (b)直线
 $y = -0.605$ 上(见图(3-1)(b))重建值(实线)与真
实值(虚线)之间的比较

表(3-3) 插值法与非插法重建图象“距离”之间的比较

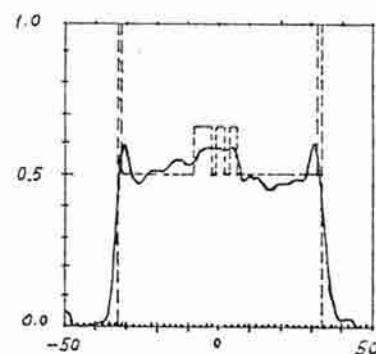
图号	说 明	d_1	r_1	e_1	d_2	r_2	e_2	max	min
3-14	插 值 法 重 建	0.3367	0.1634	0.4617	0.3367	0.1634	0.4616	0.9202	-0.4976×10^{-1}
3-15	非插值法重建	1.041	1.010	0.8365	0.5091	0.4224	0.6020	0.7724	-0.4149

在图(3-11)所示的坐标系中, 物体的中心位于 $(0, d/2)$ 处。由于中心不在坐标原点的物体分布函数在其付里叶域含有一个快速振荡的相位因子, 使付里叶域插值精度下降, 因此, 若在付里叶域插值之前将物体中心移回坐标原点, 将可望得到质量较高的重建图象。图(3-16)(a)即是对应于付里叶域插值前未将物体中心移回到坐标原点的情况, 它的其它图象重建条件都与图(3-14)(a)的相同。在图(3-16)

(a)中可见到明显的干扰现象。图(3-16)(b)是图(3-16)(a)在直线 $y=-0.605$ (见图(3-1)(b))上重建值(实线)和真实值(虚线)之间的比较。表(3-4)是图(3-16)(a)和图(3-14)(a)"距离"之间的比较。从上述结果都可看出图(3-16)(a)的质量低于图(3-14)(a)。



(a)



(b)

图(3-16) (a)与图(3-14)(a)重建条件相同,但在付里叶域插值之后才将物体中心移回坐标原点重建的 128×128 像素图象 (b)直线 $y=-0.605$ 上(见图(3-1)(b))重建值(实线)与真实值(虚线)之间的比较

表(3-4) 付里叶域插值前、后将物体中心移回到坐标原点重建图象"距离"之间的比较

图号	说 明	d_1	r_1	e_1	d_2	r_2	e_2	max	min
3-14	在插值前进行坐标平移	0.3367	0.1634	0.4617	0.3367	0.1634	0.4616	0.9202	-0.4976×10^{-1}
3-16	在插值后进行坐标平移	0.3596	0.2017	0.5084	0.3596	0.2017	0.5082	0.9795	-0.9540×10^{-1}

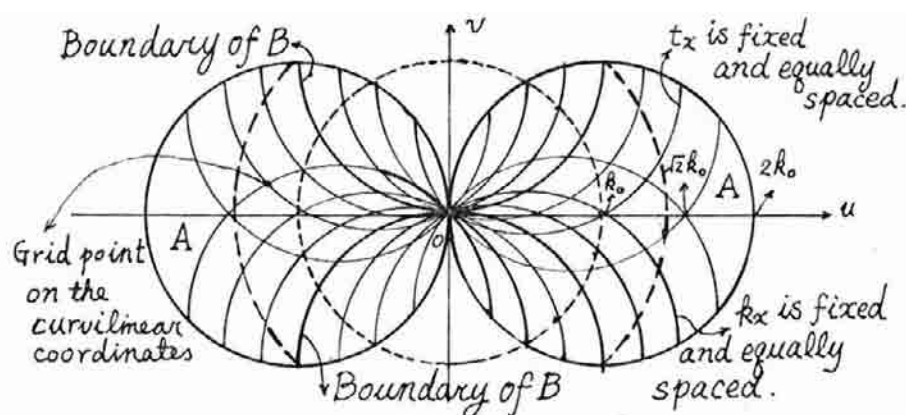
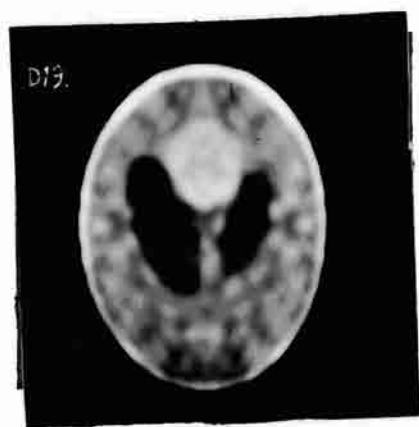


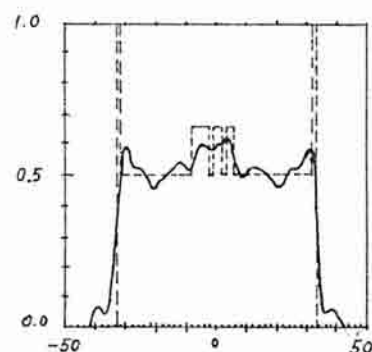
图 (3-17) 付里叶域覆盖区A中曲线坐标矩形网格点在直角坐标上的分布

图 (3-17) 表示付里叶域覆盖区A中曲线坐标矩形网格点在直角坐标上的分布 (若将图 (3-17) 旋转 90° , 则得到区域B中这种分布)。从图中看出, 在区域A的中心对称轴u轴附近, 物体分布函数付里叶变换已知的点分布密集, 而在边界附近, 点分布稀疏 (此处仅考虑以原点为中心, $\sqrt{2}r_0$ 为半径的圆域内部)。因此, 用 (3-74) 式和 (3-76) 式对区域A边界附近的直角坐标矩形网格点上物体分布函数付里叶变换进行插值时, 将出现较大误差。然而, 这些边界附近的点却靠近付里叶域覆盖区B的中心对称轴(v轴)。因此, 若用 (3-79) 式和 (3-81) 式取代 (3-74) 式和 (3-76) 式对区域A边界附近点进行插值, 以及用 (3-74) 式和 (3-76) 式代替 (3-79) 式和 (3-81) 式对区域B边界附近的点进行插值, 将得到较好的结果。本文通过实验, 将满足条件 $|t_x| \geq 31r_0/32$

或 $18 \times 1 \geq 31 k_0/32$ 的 k 作为区域 A 和区域 B 边界附近的 k 。下面的计算机模拟结果说明了上述结论。图 (3-18) (a) 的图象重建条件与图 (3-14) (a) 的相同, 但没有考虑付里叶域覆盖区中 k 子分布的不均匀性, 因而其图象质量较差。图 (3-18) (b) 是图 (3-18) (a) 在直线 $y = -0.605$ (见图 (3-1) (b)) 上重建值 (实线) 和真实值 (虚线) 之间的比较。表 (3-5) 给出了图 (3-18) (a) 和图 (3-14) (a) “距离” 之间的比较。这些结果也都表明图 (3-18) (a) 的图象质量下降。



(a)



(b)

图 (3-18) (a) 与图 (3-14) (a) 重建条件相同, 但没有对付里叶域覆盖区 A 和 B 边界附近的 k 的插值进行特别的考虑。 (b) 直线 $y = -0.605$ (见图 (3-1) (b)) 上重建值 (实线) 和真实值 (虚线) 之间的比较

表 (3-5) 对付里叶域覆盖区 A 和 B 边界附近
 采样值进行 S_z 进行特别考虑重建图
 象“距离”之间的比较

图号	说 明	d_1	r_1	e_1	d_2	r_2	e_2	max	min
3-14	对边界附近采样值进行特殊考虑	0.3367	0.1634	0.4617	0.3367	0.1634	0.4616	0.9202	-0.4976×10^{-1}
3-18	对边界附近采样值无特殊考虑	0.3740	0.2151	0.5416	0.3740	0.2152	0.5415	0.9120	-0.1095

四. 一种新的定量反射成象方法

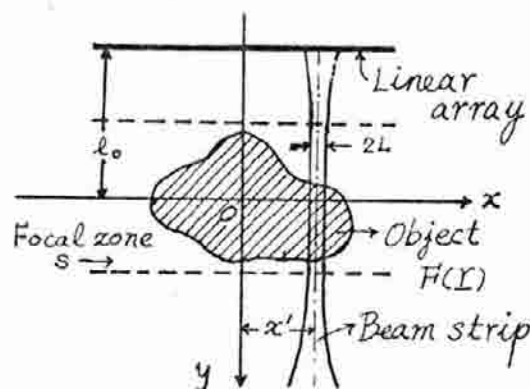
1. 理论基础

图(4-1)是QRI方法的数据采集方式。图中 $x-y$ 坐标系相对空间固定; $F(\vec{r})$ 表示物体分布函数(设物体是二维的, 置于消声水槽中, 且位于换能器声场聚焦区内); L 表示聚焦声束的有效半宽度; x' 代表声束中心到 y 轴的距离; l_0 表示换能器的表面到 x 轴的距离。本节使用的换能器是由许多单元换能器组成的阵列, 它同时用作声场的发射和接收。该换能器阵采用电子聚焦, 并以电子扫描的方式使声束在物体断层内沿 x 方向作线性扫描。换能器的声场聚焦区是指以声束焦点为中心沿声束方向截取的线段经线性扫描形成的区域, 同时, 在该区域内声束必须较细且较均匀, 使得每条声束在其有效宽度 $2L$ 内都能近似地看作平面波。

本节使用脉冲声场。但由于脉冲声场可看成是不同频率单频声场的线性叠加, 因此, 下面首先考虑单频情况。图(4-1)中的聚焦声束可分解为不同角频率 ω 或波数 k_0 ($k_0 = \omega/c_0$, 式中 c_0 是物体周围均匀媒质中声速) 的平面波, 由下式表示:

$$U_i(\vec{r}; k_0) = \begin{cases} A e^{j k_0 \cdot \vec{s}_0 \cdot \vec{r}} & ; |x-x'| \leq L \\ 0 & ; \text{其它} \end{cases} \quad (4-1)$$

式中 A 是复常数, 表示入射波的初振幅和初相位; $\vec{s}_0$ 是平面波传播方向上的单位相量; $\vec{r} = (x, y)$ 表示空间一点的位置相量。



图(4-1) QRI方法的数据采集方式

若物体离换能口较远, 使(2-45)式中汉克函数的宗量为 $k_0 |\vec{r} - \vec{r}_0| \gg 1$, 则由(2-44)式表示的二维自由空间格林函数简化为:

$$g(\vec{r}|\vec{r}_0) = \frac{j}{4} \sqrt{\frac{2}{\pi k_0 |\vec{r} - \vec{r}_0|}} e^{j(k_0 |\vec{r} - \vec{r}_0| - \pi/4)} \quad (4-2)$$

将(4-1)式和(4-2)式代入(2-47)式, 得:

$$U_s(\vec{r}; k_0) = \int_s F(\vec{r}_0) A e^{j k_0 \vec{s}_0 \cdot \vec{r}_0} \cdot \frac{j}{4} \sqrt{\frac{2}{\pi k_0 |\vec{r} - \vec{r}_0|}} \cdot e^{j(k_0 |\vec{r} - \vec{r}_0| - \pi/4)} d\vec{r}_0 \quad (4-3)$$

式中 s 表示换能器阵列的聚焦区； $U_s(\vec{r}; k_0)$ 中的 k_0 强调了散射场对频率的依赖关系。若换能器阵列中单元换能器组的中心位于 $\vec{r} = (x', -l_0)$ ，(4-3) 式可化为：

$$U_s(x', -l_0; k_0) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} F(x_0, y_0) A e^{j k_0 y_0} \cdot \frac{j}{4} \sqrt{\frac{2}{\pi k_0 \sqrt{(x' - x_0)^2 + (y - y_0)^2}}} \cdot e^{j(k_0 \sqrt{(x' - x_0)^2 + (y - y_0)^2} - \pi/4)} dx_0 dy_0 \quad (4-4)$$

考虑入射声场的表示式 (4-1) 式，(4-4) 式可写为：

$$U_s(x', -l_0; k_0) = \int_{-\infty}^{\infty} A e^{j k_0 y_0} \cdot \frac{j}{4} \left[\int_{x'-L}^{x'+L} F(x_0, y_0) \sqrt{\frac{2}{\pi k_0 \sqrt{(x' - x_0)^2 + (-l_0 - y_0)^2}}} \cdot e^{j(k_0 \sqrt{(x' - x_0)^2 + (-l_0 - y_0)^2} - \pi/4)} dx_0 \right] dy_0 \quad (4-5)$$

假设声束聚焦良好，在聚焦区内声束有效宽度 $2L$ 很小，从而 $F(x, y)$ 在以直线 $x = x'$ 为中心的 $2L$ 宽度内的变化可以忽

略, 并且下列条件成立:

$$|l_0 - y_0| \gg \max |x' - x_0| = L \quad (4-6)$$

$$x' - L \leq x_0 \leq x' + L$$

这样, (4-5) 式中关于变量 x_0 积分的被积函数可近似地看成与积分变量 x_0 无关, 可以从积分号内提出。从而, (4-5) 式化为:

$$U_s(x', -l_0; k_0) = \int_{-\infty}^{\infty} F(y_0) A' e^{j k_0 y_0} \cdot \frac{j}{4} \sqrt{\frac{2}{\pi k_0 |l_0 - y_0|}} e^{j(k_0 |l_0 - y_0| - \pi/4)} dy_0 \quad (4-7)$$

式中 $A' = 2LA$ 是个新常数; $F(y)$ 是沿直线 $x = x'$ 分布的物体分布函数, 它由下式表示:

$$F(y) = \begin{cases} k_0^2 [n^2(x', y) - 1] & ; (x', y) \in \text{物体} \\ 0 & ; \text{其它} \end{cases} \quad (4-8)$$

式中 $n(x', y) = c_0 / c(x', y)$ 是沿直线 $x = x'$ 的物体折射率分布。为了便于讨论, 引入下面两个与折射率分布有关的新函数:

$$n_1(y) = F(y) / k_0^2 \quad (4-9)$$

$$n_e(y) = n_1(y) / \sqrt{l_0 + y} \quad (4-10)$$

式中 $n_1(y)$ 是物体分布函数的另一形式，设它与角频率 ω 无关； $n_e(y)$ 称为等效分布函数。

从图 (4-1) 看出，当 (4-7) 式中积分变量 y_0 在换能器声场聚焦区内变动时， $l_0 + y_0$ 恒大于另。因此，(4-7) 式可化为：

$$\begin{aligned} U_0(x', -l_0; k_0) &= \int_{-\infty}^{\infty} k_0^2 n_1(y_0) A' e^{jk_0 y_0} \cdot \frac{j}{4} \sqrt{\frac{2}{\pi k_0 (l_0 + y_0)}} \\ &\quad e^{jk_0 y_0} e^{j(k_0 l_0 - \pi/4)} dy_0 \\ &= \frac{j A' k_0^2 e^{j(k_0 l_0 - \pi/4)}}{2 \sqrt{2 \pi k_0}} \tilde{n}_e(-2k_0) \quad (4-11) \end{aligned}$$

式中 $\tilde{n}_e(k)$ 是 $n_e(y)$ 的付里叶变换：

$$\tilde{n}_e(k) = \int_{-\infty}^{\infty} n_e(y) e^{-jk y} dy \quad (4-12)$$

若考虑接收换能器的机——电转换特性，并将其特性函数的付里叶变换记为 $P(k)$ ，则在 (4-11) 式中加入因子 $P(k)$ 后，得：

$$P_s(x', -l_0; k_0) = P(k_0) \frac{j A' k_0^2 e^{j(k_0 l_0 - \pi/4)}}{2\sqrt{2\pi k_0}} \tilde{n}_e(-2k_0) \quad (4-13)$$

式中 $P_s(x', -l_0; k_0)$ 是由射频回波产生的电压信号的付里叶变换。 $P(k)$ 可由下述方法确定：将点散射体放在入射声束的焦点 $(x', 0)$ 处，这时物体分布函数 $n_1(y)$ 可表示成 δ -函数。由 (4-12) 式可得等效分布函数 $n_e(y)$ 的付里叶变换：

$$\tilde{n}_e(k) = \tilde{n}_e(-2k_0) = 1/\sqrt{l_0} \quad (4-14)$$

再由 (4-13) 式，得到换能器机——电转换特性：

$$P'(k_0) = \frac{2\sqrt{2\pi l_0} e^{-j(k_0 l_0 + \pi/4)}}{k_0 \sqrt{k_0}} P_{ss}(x', -l_0; k_0) \quad (4-15)$$

式中 $P_{ss}(x', -l_0; k_0)$ 是由点散射体回波产生的电压信号的付里叶变换； $P'(k)$ 与 $P(k)$ 相差一个常数因子 A' 。

由 (4-13) 式，可得下面在直线 $x=x'$ 上等效分布函数的付里叶变换与散射回波的付里叶变换之间的关系式：

$$\tilde{n}_e(-2k_0) = \frac{2\sqrt{2\pi} e^{-j(k_0 l_0 + \pi/4)}}{k_0 \sqrt{k_0}} \left[\frac{P_s(x', -l_0; k_0)}{P'(k_0)} \right]$$

(4-16)

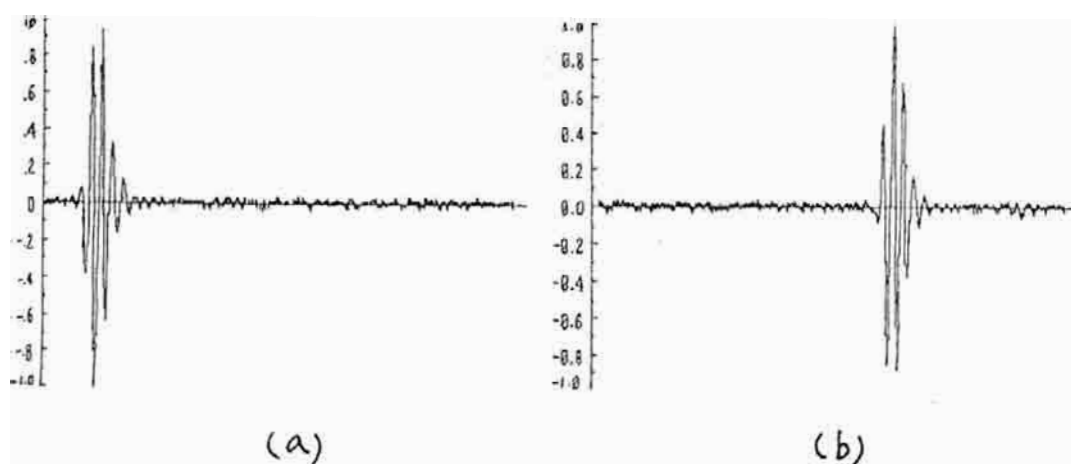
式中 $P'(k)$ 由 (4-15) 式决定。

线

2. 空间频谱外推及图象重建

由于所用的入射波是具有一定带宽的高频窄带信号，因此，从(4-16)式只能得到等效分布函数 $n_e(y)$ 的高频分量。为了能利用已有的先期知识恢复等效分布函数，本文选用Gerchberg — Papoulis (GP) 频谱外推法^[93]，由等效分布函数的高频分量外推决定其低频分量。

从普通的B超图象，可确定物体内部结构的轮廓，因而可以找出对应于这些轮廓的射频回波信号，并判别其相位。图(4-2) (a)和(b)分别表示从水——琼脂和琼脂——水界面产生的射频回波信号的波形。可以看出，它们的相位不同。



图(4-2) (a)由水——琼脂界面产生的射频回波信号 (b)由琼脂——水界面产生的射频回波信号

为了在GP频谱外推中利用射频回波中包含的相位信息，需要求出等效分布函数的导函数的付里叶变换与测量

到的散射回波信号的付里叶变换之间的关系（对等效分布函数求导，相当于在其空间频率域乘上因子 $j k$ ，此处取 $k = -2k_0$ ）。记 $n_e'(y)$ 和 $\tilde{n}_e'(k)$ 分别为等效分布函数的导出数及其付里叶变换，根据(4-16)式，可得：

$$\tilde{n}_e'(-2k_0) = \frac{4\sqrt{2\pi} e^{-j(k_0 l_0 + 3\pi/4)}}{\sqrt{k_0}} \left[\frac{P_s(x', -l_0; k_0)}{P'(k_0)} \right] \quad (4-17)$$

GP 频潜外推可分为 (a) ~ (g) 七个步骤，它是一个迭代的过程，简述如下：

- (a) 根据(4-17)式，从测量到的散射场的付里叶变换 $P_s(x', -l_0; k_0)$ （它仅在某个高频带通频带内有效，低频端和很高频率处是随机噪声的频潜），求出等效分布函数导出数 $n_e'(y)$ 频潜的高频分量 $\tilde{n}_e''(k)$ 。此处求出的 $\tilde{n}_e''(k)$ 将作为 $n_e'(y)$ 的高频分量的“真实值”，并在后续的迭代中反复使用，替代各次部分重建函数的高频分量。
- (b) 对 $\tilde{n}_e''(k)$ 作 IFFT，求出第一次部分重建函数 $n_e''(y)$ 。
- (c) 利用由 B 超图象确定的物体内部结构轮廓以及在这些轮廓处射频回波信号相位的不同，对 $n_e''(y)$ 进行空间域修正，确定 $n_e'''(y)$ 在物体内部结构轮廓处的正、负符号。
- (d) 对经过空间域修正的 $n_e'''(y)$ 作 FFT，求出 $\tilde{n}_e'''(k)$ 。

可以看出, 经过空间域修正的 $n_e^{(1)}(y)$ 的频谱有所拓宽, 出现了低频分量。

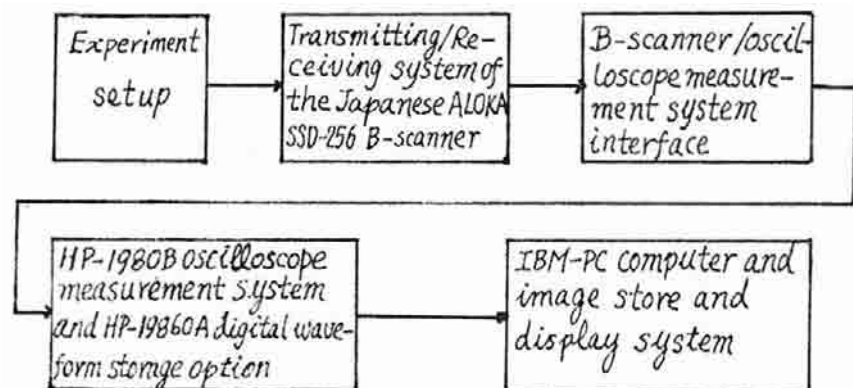
(e) 保留 $\tilde{n}_e^{(2)}(k)$ 中的低频部分, 将“真实值” $\tilde{n}_e^{(1)}(k)$ 取代其高频部分, 并对经频率域修正的 $\tilde{n}_e^{(2)}(k)$ 作 IFFT, 求出第 2 次部分重建函数 $n_e^{(2)}(y)$ 。

(f) 判断 $|n_e^{(2)}(y) - n_e^{(1)}(y)|$ 是否小于给定的较小的正数。若条件成立, 执行步骤 (g), 否则回到步骤 (c), 并相应地将各函数的上标值加 1 (“真实值” $\tilde{n}_e^{(1)}(k)$ 的上标保持不变)。

(g) 将第 N 次部分重建函数 $n_e^{(N)}(y)$ 作为等效分布函数导函数 $n_e'(y)$ 的近似值, 则将 $n_e^{(N)}(y)$ 对变量 y 作积分, 并用 $\text{真}(x', y)$ 中物体时 $n_e(y) = 0$ 这一条件确定积分常数, 就能重建等效分布函数 $n_e(y)$ 。进而根据 (4-10) 式求出物体分布函数在直线 $x = x'$ 上的分布 $n_1(y)$ 。让声束在物体断层内进行扫描, 就能恢复出不同 x' 值处的 $n_1(y)$, 从而重建物体声速分布的断层图象。

3. 实验系统的描述

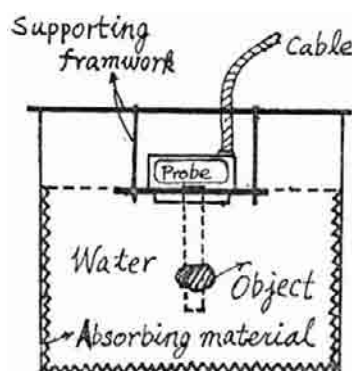
图(4-3)是QRI方法实验系统框图。它由五个部分组成: 1) 实验装置; 2) 日本ALOKA公司SSD-256 B超的发射/接收装置^[108]; 3) HP-1980B示波器测量系统^[109]和HP-19860A数字波形存储单元^[110]; 4) B超/示波器测量系统接口; 以及5) IBM-PC计算机和图象存储、显示系统。下面对系统的各个部分作一简单的介绍。



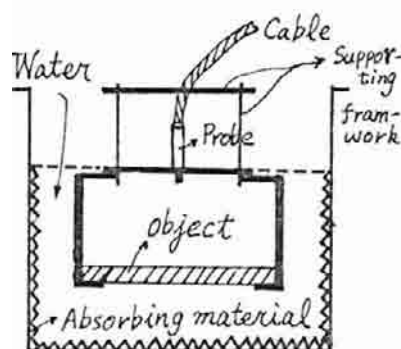
图(4-3) QRI方法实验系统框图

图(4-4)给出了测试用的水槽、探头、待成像物体、以及探头和成像物的支撑架的示意图。水槽的容积为91cm(长)×68cm(宽)×70cm(高), 并且它的内侧贴满了吸声材料。成像物在沿其长轴方向是均匀的, 即它们在每个横断面上的声学参数分布相同, 故它们可以看成是二维物体。线阵探头用于发射脉冲声波, 并接收由物体散射的回波。探头和成像物都固定于支撑架上, 组成探头—成像物系统,

且它们之间的相对距离保持不变。探头——成像物系统在地浸在水中，并位于消声水槽的中部。它们可以上、下移动，以便消除来自消声水槽壁面和底部的剩余反射信号对测量时间窗内由物体产生的回波信号的影响。图(4-4)(a)和图(4-4)(b)分别为探头——成像物系统的正视图 and 侧视图。



(a)



(b)

图(4-4) 探头——成像物系统 (a)正视图 (b)侧视图

图(4-5)是日本 ALOKA 公司 SSD-256 B 超的发射/接收装置。在我们实验中所用的探头是 ALOKA UST-5024-3.5 线阵探头，它含有 80 个晶片，且探头有效长度为 96cm。为了获得有一定焦距的聚焦声束，这些晶片不是单个地激发，而是成组地激发，且组内每个晶片的激发延迟时间各不相同。在一组晶片激发结束后，它们立即成为接收口。该接收口采用电子聚焦，其焦距与发射时相同。聚焦声束在电子线路控制下沿图(4-5)所示的方向进行扫描。在每个发射/

接收过程中, 射频回波信号都经过带通滤波器滤波, 然后由检波电路进行全波检波, 并送入 B 超的数字扫描变换器 (DSC) 进行扫描制式的转换和图象显示。在 QRI 方法中, 射频回波信号未经检波就直接由高频电缆接出, 并送入后续的数据采集系统。而且, 用于控制声脉冲发射/接收及声束线性扫描的数字信号也同时接出, 以控制数据采集系统与 B 超的同步。

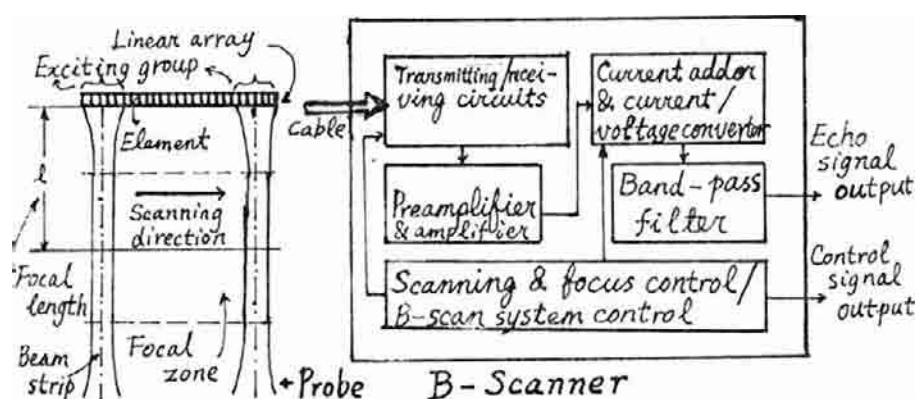


图 (4-5) 日本 ALOKA SSD-256 B-超发射/接收系统框图

本文使用数字波形存储器波道进行射频回波信号采集。HP-1980 B 示波道测量系统配上 HP-19860A 数字波形存储器单元后, 就成为一个高频数字波形存储器示波道, 它允许输入信号的最高频率分量达 100 MHz。数字波形存储器单元能对示波道测量系统显示的模拟信号的波形以 10 bit 的精度量化, 并存入它的数字存储器。数字波形存储器单元内有两个数字存储器, 每个的容量为 501 个采样点, 且两个数字存储器内

存储的波形数据都可通过标准的IEEE-488接口送入计算机。

由于HP-1980B实际上是5个示波口,因此要稳定地显示波形就要求其输入信号是周期的。对周期信号进行采样,可以使用较低采样率的A/D转换器实现较高采样率的数据采集,从而降低仪器的造价。但由于A/D转换器的采样率较低,数据采集的时间就相应增长。对于HP-1980B/HP-19860A组成的数字波形存储示波口,它只能在输入信号的两个周期内采集一个点。因此,对于周期较长的输入信号,它的采样速度很慢。对B超射频回波信号进行数据采集时,正是这种情况(B超射频回波信号的重复周期大约为37ms,因而进行501点的数据采集大约需要37s的时间)。因此,若要在人体上实现数据采集,就需要采用高速A/D和制作大容量的数据缓存口。

由于输入示波口测量系统的射频回波信号经过了B超内部的滤波器,因而它的最高频率限制在5MHz以内(滤波器的频带在几kHz~5MHz范围)。若在实际采样时将示波口测量系统的带宽控制钮放在带限位置,就可滤除20MHz以上的高频电噪声,提高数据采集的质量。

图(4-6)是B超与示波口测量系统之间的接口电路。由于B超接收的射频回波信号的周期很长,因此要稳定地显示这一长周期信号的每一部分的波形很困难,特别是显示那些与示波口测量系统扫描触发信号有较大延迟时间的部分。从上面数字波形存储示波口的简述中可以看出,若显示的波形不稳定,数据采集就会出现严重的失真(事实上,在30MHz的采样率下,几百微秒的延迟时间都会使

波形采集出现严重的失真)。为了消除显示波形沿时基方向的随机抖动,我们设计制作了一个B超与示波口测量系统之间的接口电路,并将它安装在B超内部。在图(4-6)中,US FRAME END 信号表明探头完成了一次声束扫描,获得了物体断层内产生的全部回波信号。该信号的周期即是B超射频回波信号重复周期。在每个周期中,探头共进行了128次发射/接收过程,产生了128个声束。US BLK 信号表示每次发射/接收过程开始,它的重复周期约为270 μ s左右,以保证有足够的时间接收来自深达18cm处的生物软组织产生的回波信号。接口电路由两部分组成:第一部分产生一个具有固定宽度的时间窗(其宽度约为US BLK 信号脉冲宽度(18 μ s)的2倍左右);第二部分则用于控制时间窗相对于US FRAME END 信号的延时量(延时量的大小通过手工调节一个多圈精密电位器加以控制)。工作时将时间窗移到所要的US BLK 信号位置,然后用经过时间窗选通的US BLK 信号触发示波口测量系统的扫描,从而实现对该US BLK 信号触发发射声波产生的射频回波信号进行稳定的显示和数据采集。依次移动时间窗的位置,就能顺序地将各次声发射产生的射频回波信号采集下来。

上述由数字存储示波口采集的数据在IBM-PC计算机的软、硬件控制下通过标准的IEEE-488 接口送入计算机,并且每完成一次501 帧的数据传送就进行顺序存盘。(为了使IBM-PC 计算机具有标准IEEE-488接口的硬件功能,在计算机的通用插槽上增加了一块成品的GPIB-PC多功能接口板。利用与该板同时提供的软件,就能用高级计算机

语言直接控制数字波形存储示波器的₂作状态和数据传送)。由存盘的数据, 并利用由上述 GRI 方法编制的程序, 就能进行图象重建。重建的图象在 ARLUNYA 计算机传送模块 (CTM) 的控制下, 通过标准的 RS-232C 接口送入 ARLUNYA TF-4000 型时间滤波存储示波器, 并在 JVC 高分辨率视频监视器上显示。

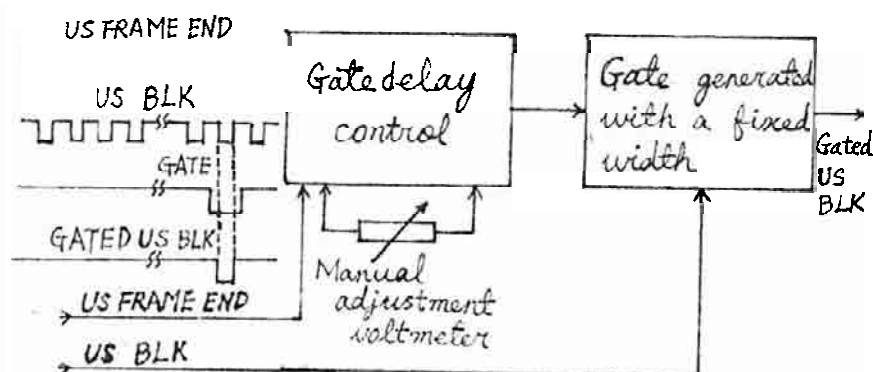


图 (4-6) B 超与示波口测量系统之间的接口电路框图

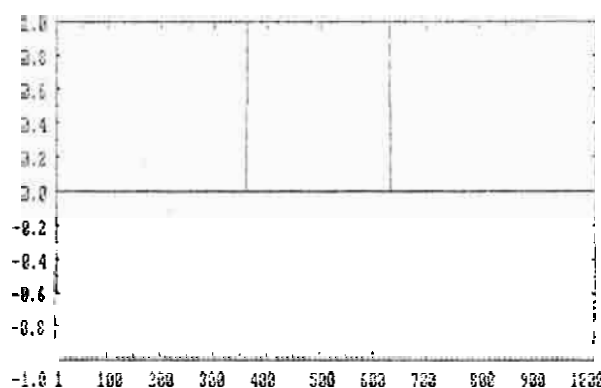
4. 实验结果

4.1 计算机模拟

假设物体分布函数是图(4-7)所示的矩形, 即:

$$n_1(y) = \begin{cases} A; & -152 \Delta \leq y \leq 118 \Delta \\ 0; & \text{其它} \end{cases} \quad (4-18)$$

式中 Δ 是 $n_1(y)$ 的空间域离散步长; A 是常数。此处 $\Delta = 0.0760 \text{ mm}$, $A = 3.22$ 。 $n_1(y)$ 的空间离散点数为 1024。

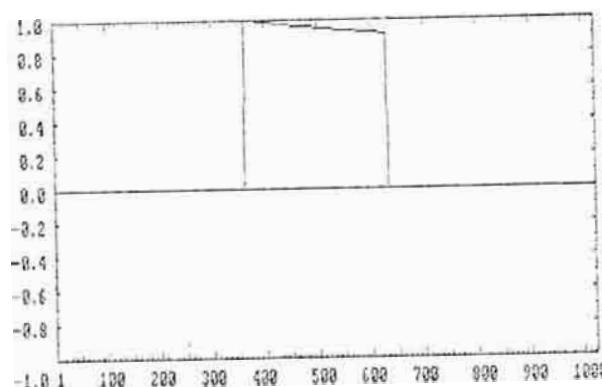


图(4-7) 物体分布函数 $n_1(y)$

根据(4-10)式, 可求出等效分布函数:

$$n_e(y) = \begin{cases} A / \sqrt{l_0 + y} & ; -152\Delta \leq y \leq 118\Delta \\ 0 & ; \text{其它} \end{cases} \quad (4-19)$$

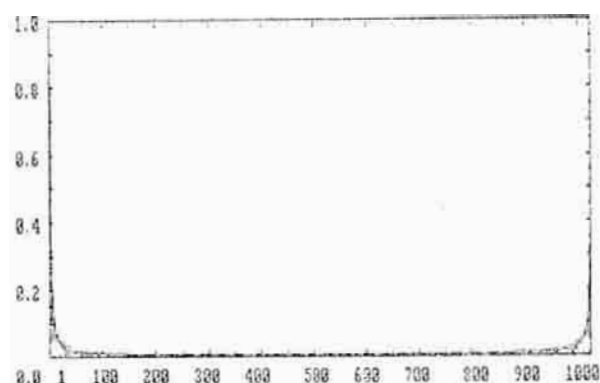
式中 $l_0 = 115 \text{ mm}$ 。 $n_e(y)$ 的图形见图(4-8)，其最大值为 $\max \{ n_e(y) \} = 1.00$ 。下面假设由射频回波信号和(4-16)式已经获得了 $n_e(y)$ 的高频分量，然后根据前面给出的GP频谱外推方法恢复等效分布函数 $n_e(y)$ 以及物体分布函数 $n_1(y)$ 。



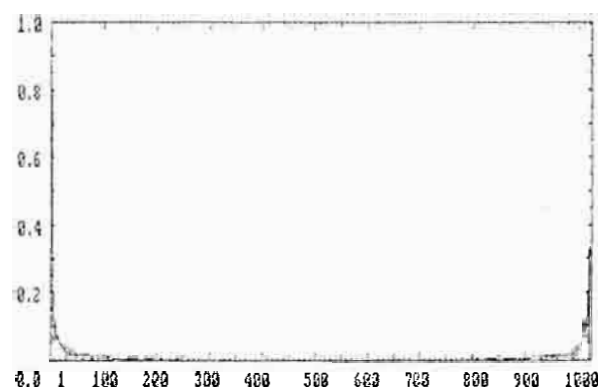
图(4-8) 等效分布函数 $n_e(y)$

对 $n_e(y)$ 作FFT，可以获得其频谱 $\tilde{n}_e(k)$ ，如图(4-9)所示。若对 $\tilde{n}_e(k)$ 加上布莱克曼窗，得到图(4-10)。图(4-11)是由图(4-10)频谱作IFFT得到的，它是加窗后的等效分布函数，是(4-19)式中等效分布函数的近似。由图形上看，

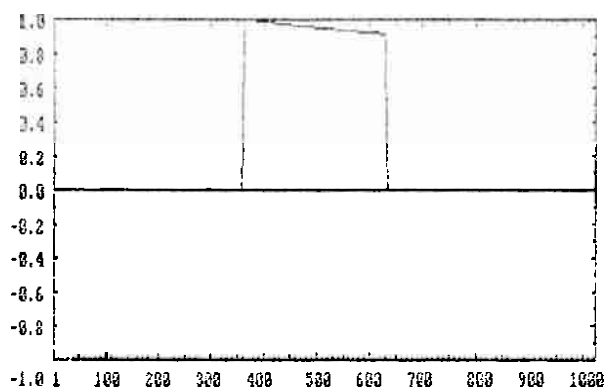
图(4-11)与图(4-8)几乎相同,且图(4-11)的最大值为0.999,与图(4-8)相比也几乎不变。



图(4-9) 等效分布函数 $n_e(y)$ 的频谱 $\tilde{n}_e(k)$

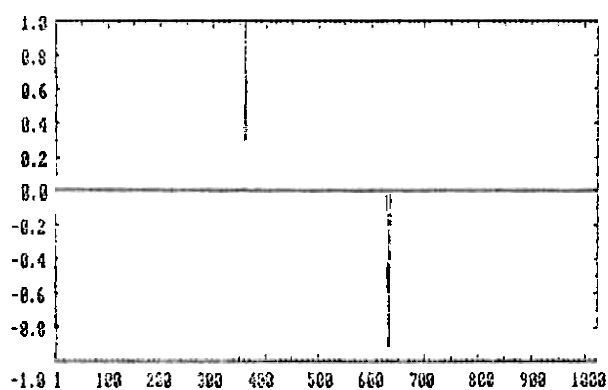


图(4-10) 加上布莱克曼窗后的频谱 $\tilde{n}_e(k)$

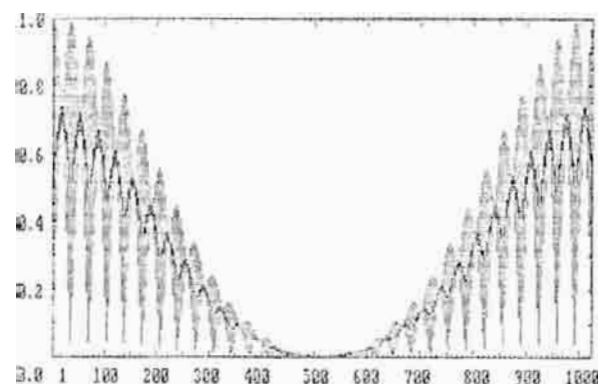


图(4-11) 加上布莱克曼窗后的等效分布函数 $n_e(y)$

对图(4-11)的等效分布函数微分, 可得等效分布函数的导函数 $n'_e(y)$ (对等效分布函数在空间域微分, 相当于在其频率域乘上因子 jR), 如图(4-12)所示。 $n'_e(y)$ 的频谱见图(4-13)。

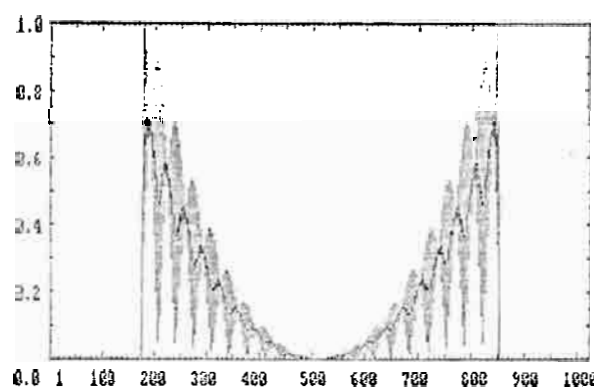


图(4-12) 等效分布函数的导函数 $n'_e(y)$



图(4-13) 等效分布函数导出数的频谱 $\tilde{n}'_e(k)$

去除图(4-13)中的低频部分, 就得到图(4-14)所示的 $\tilde{n}'_e(k)$ 的高频部分 $\tilde{n}'^{(u)}_e(k)$, 它将作为后续GP频谱外推迭代中的真实值(此处 $\tilde{n}'^{(u)}_e(k)$ 假设是根据(4-17)式, 由测量到的射频回波信号的付里叶变换得到)。



图(4-14) $\tilde{n}'_e(k)$ 的高频部分 $\tilde{n}'^{(u)}_e(k)$

对 $\tilde{n}_e^{(1)}(k)$ 作 IFFT, 可得到 $n_e'(y)$ 的第一次重建值 $n_e^{(1)'}(y)$, 见图 (4-15)。

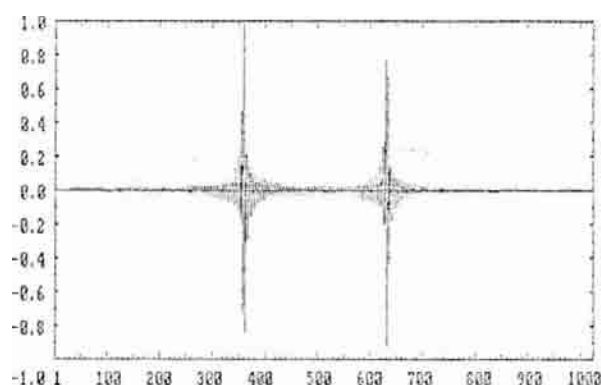
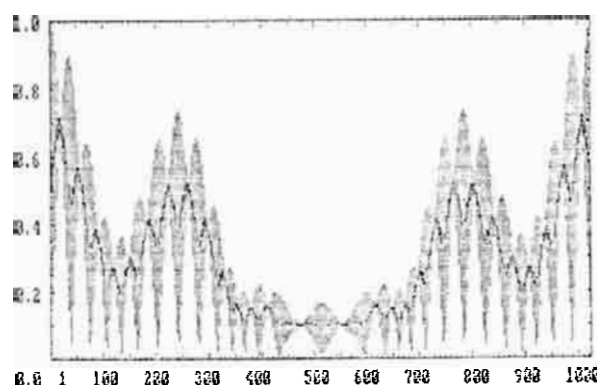


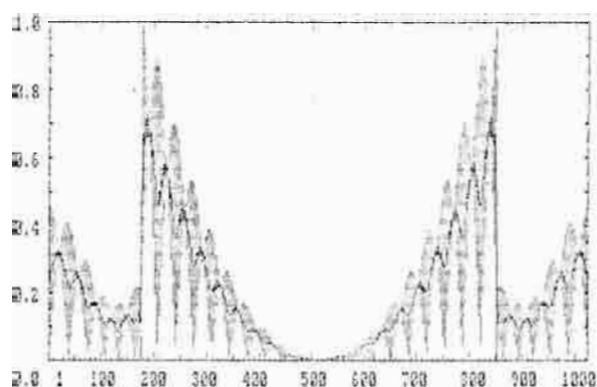
图 (4-15) $n_e'(y)$ 的第一次重建值 $n_e^{(1)'}(y)$

由图 (4-12) 可以得到 $n_e(y)$ 的轮廓位置以及在这些轮廓位置处 $n_e'(y)$ 的正、负符号。用它们作为先期知识对上述 $n_e^{(1)'}(y)$ 进行空间域修正, 并作 FFT, 可得空间域修正的 $n_e^{(1)'}(y)$ 的频谱 $\tilde{n}_e^{(2)}(k)$, 如图 (4-16) 所示。从图中可以看出, 频谱已拓宽, 出现了低频分量。保留 $\tilde{n}_e^{(2)}(k)$ 的低频分量, 并用图 (4-14) 所示的频谱替代 $\tilde{n}_e^{(2)}(k)$ 的高频部分, 可得图 (4-17)。将图 (4-17) 与图 (4-13) 相比, 可看到明显的差异。将频率域修正的频谱作 IFFT, 将得到第二次部分重建函数 $n_e^{(2)'}(y)$ 。如此重复进行迭代, 可得第三十次部分重建函数 $n_e^{(30)'}(y)$, 经空间域修正后, 其频谱见图 (4-18)。可以看出, 图 (4-18) 与图 (4-13) 几乎没有差别。用图 (4-14) 替代图 (4-18) 的高频部分, 得到图 (4-19)。同样可以看出,

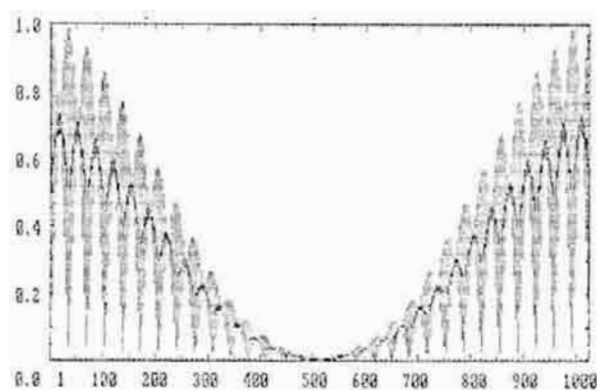
图(4-19)与图(4-18)几乎相同。



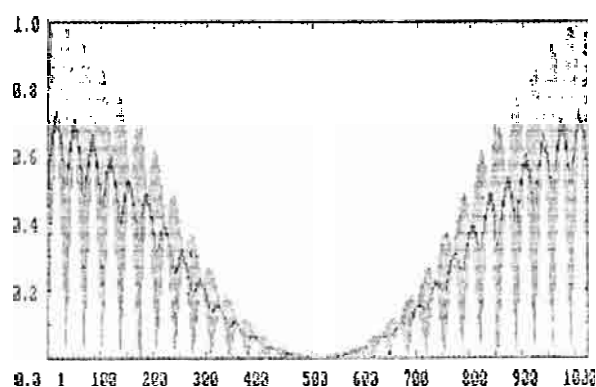
图(4-16) 空间域修正的 $ne''(y)$ 的频谱 $\tilde{ne}^{(2)}(k)$



图(4-17) 频率域修正的 $\tilde{ne}^{(2)}(k)$



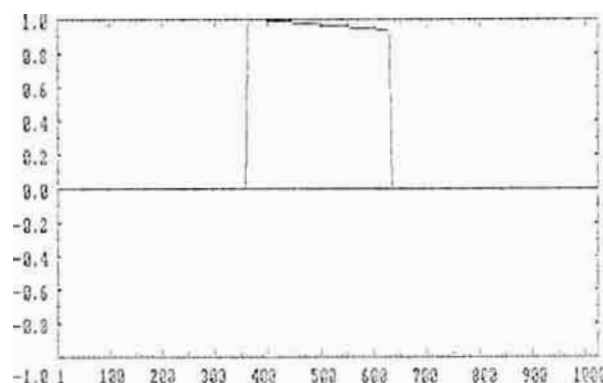
图(4-18) 第三次部分重建函数 $n_e^{(30)}(y)$ 的频谱



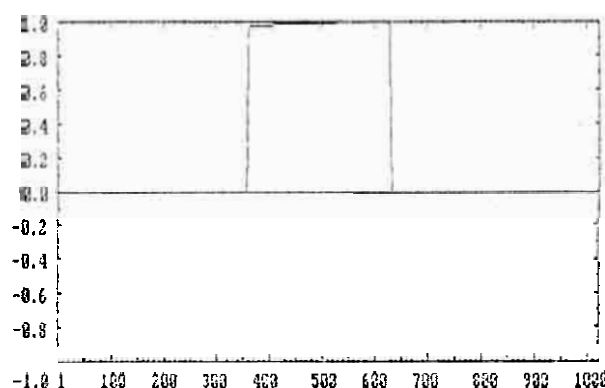
图(4-19) 频率域修正的 $n_e^{(30)}(y)$ 的频谱

对图(4-19)所示的频率域修正的 $n_e^{(30)}(y)$ 的频谱作 IFFT, 并将结果对 y 积分, 得到 $n_e^{(31)}(y)$, 如图(4-20)所示, 且 $n_e^{(31)}(y)$ 的最大值为 0.905。由 $n_e^{(31)}(y)$, 就能获得物体分布函数 $n_1(y)$ 的近似值 $n_1^{(31)}(y)$, 见图(4-21)。图(4-21)和图(4-20)分别

对应于图(4-7)和图(4-8), 并分别是 $n_1(y)$ 和 $n_e(y)$ 的重建结果。



图(4-20) 等效分布函数 $n_e(y)$ 的近似值 $n_e^{(31)}(y)$



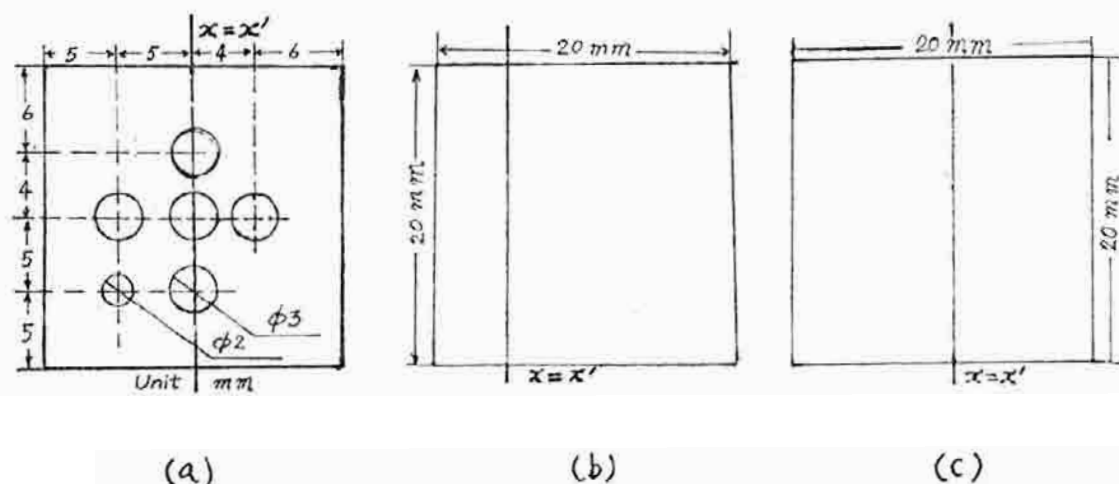
图(4-21) 物体分布函数 $n_1(y)$ 的近似值 $n_1^{(31)}(y)$

从上面计算机模拟结果看出, 只要获得的 $n_e(y)$ 的高频分量是正确的, 并且运用适当的先期知识, 就能根据 GP 频谱外推方法重建 $n_e(y)$, 从而得到物体分布函数 $n_1(y)$ 。

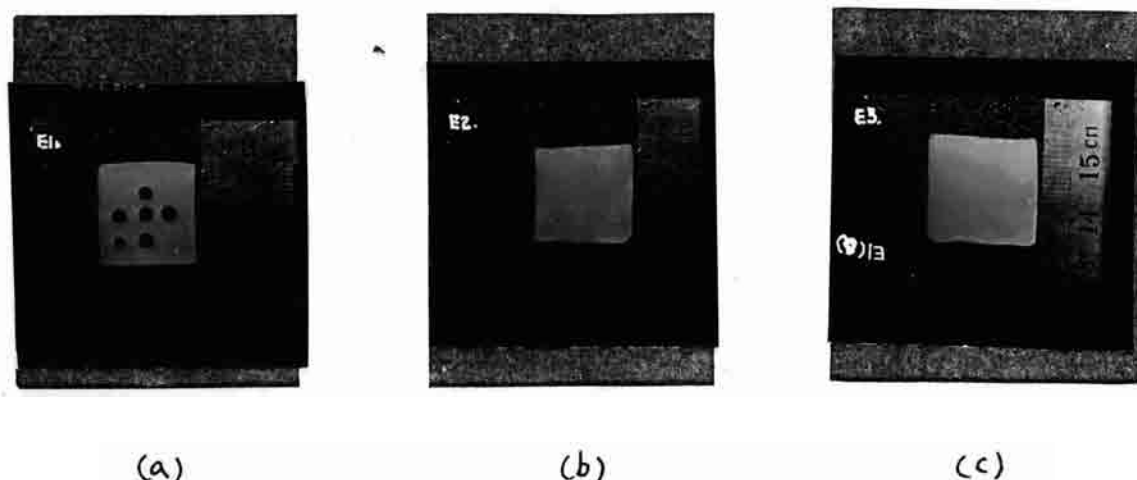
(2) 实验结果

在本文实验中, 选用琼脂为材料制作测试模型。首先, 将琼脂粉末加入温水中用玻棒缓缓搅拌, 使之浸润。搅拌时尽量减少气泡产生。将琼脂水溶液配制到给定的体积百分比浓度后, 放入高压锅内蒸煮至溶解。然后, 将琼脂水溶液浇注到预先准备好的模具内, 待冷却成形后取出。所用的模具是5方槽, 中间放有按一定形状排列的 $\phi 2\text{ mm}$ 和 $\phi 3\text{ mm}$ 的玻璃棒。方槽的边长为 20 mm , 其长度和玻璃棒的长度都为 200 mm 。由于沿长轴方向模型是均匀的, 因此, 它们可看成是二维的。

图(4-22)是制备的三个模型。图(4-22)(a)所示的模型含有六个小孔(其中一个直径为 2 mm , 其余的为 3 mm), 且它的浓度为 4% 。图(4-22)(b)和(c)所示的模型都不含有孔洞, 它们的浓度分别为 4% 和 8% 。图(4-23)是与图(4-22)对应的琼脂模型横断面的实物照片。



图(4-22) 实验用模型横断面尺寸图 (a) 4%的大孔琼脂 (b) 4%无孔琼脂 (c) 8%无孔琼脂



图(4-23) (a)、(b)和(c)分别是与图(4-22) (a)、(b)和(c)对应的
琼脂模型横断面的照片

为了确定换能器——电转换特性，本文采用直径为 0.04λ 的细丝作为点散射体（本节所用的声脉冲的中心频率约为 3MHz ，它在生物软组织中的波长 λ 约为 0.5mm ），并将它放在入射声束的焦点及中心对称轴上。用 30MHz 的采样率对由点散射体产生的射频回波信号进行采样（由于射频回波信号的最高频率小于 5MHz ，因此 30MHz 的采样率能够多满足Nyquist采样定理。以下都用 30MHz 采样率进行采样），并由(4-15)式，可得到换能器的电转换特性。

图(4-24) (a)、(b)和(c)是对应于图(4-23) (a)、(b)和(c)的B超图象。从图中看出，它只提供了模型结构的内部轮廓信息。图(4-25) (a)、(b)和(c)是相应于图(4-23) (a)、(b)和(c)，由QRI方法重建的图象。图(4-26) (a)、(b)和(c)是图(4-25) (a)、(b)和(c)图象在图(4-22) (a)、

(b) 和 (c) 所示的三条直线 $x=x'$ 上重建值 (实线) (由于在 (4-23) 式中含有一个待定的常数因子 A' , 此处“重建值”只有相对的意义) 和真实值 (虚线) 之间的比较。此处的比较是以图 (4-25) (b) 中的重建值在图 (4-22) (b) 中直线 $x=x'$ 上的平均值为基准的。从图 (4-24)、图 (4-25) 和图 (4-26) 看出, QRI 方法重建的图象比普通 B 超图象更有助于了解测试物体内部的结构, 且其图象在一定程度上是定量的。因此, QRI 方法便于进行生物软组织的组织定征, 提高 B 超对疾病的诊断能力。

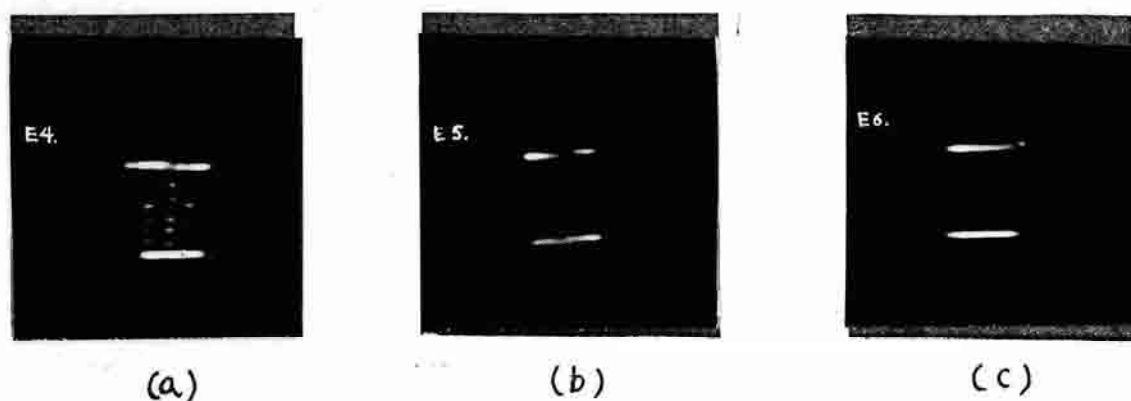
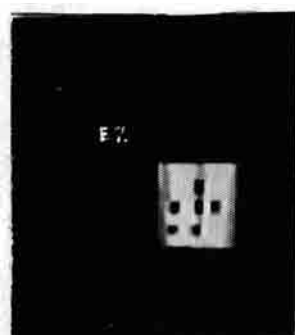


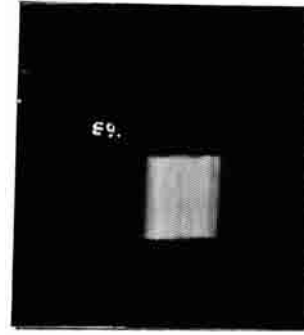
图 (4-24) (a)、(b) 和 (c) 是分别对应于模型图 (4-23) (a)、(b) 和 (c), 由 B 超得到的图象



(a)

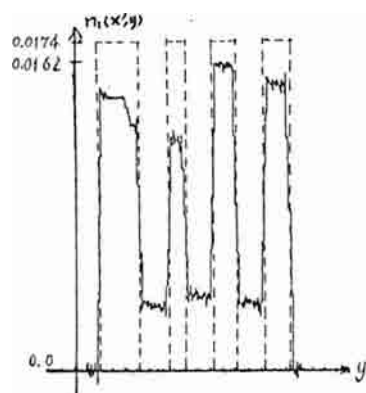


(b)

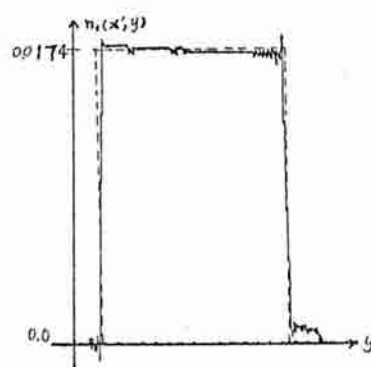


(c)

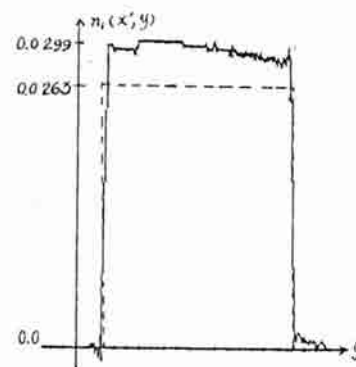
图(4-25) (a)、(b)和(c)分别是对应于图(4-23)中模型(a)、(b)和(c), 由QRI方法重建的 $n_i(x', y)$ 的图象



(a)



(b)



(c)

图(4-26) (a)、(b)和(c)是分别对应于图(4-22) (a)、(b)和(c)中直线 $x=x'$ 上重建值(实线)和真实值(虚线)之间的比较

五. 小 结

本文对不同的数据采集方式下的衍射CT图象重建算法进行了研究和理论分析,提高了衍射CT重建算法的成像质量和图象重建速度。这些研究和理论分析工作在得到衍射CT图象上有重要意义,对今后衍射CT应用于临床有积极的作用。但是,衍射CT重建算法也还有待于进一步改进和扩大应用范围(如一阶Born近似和一阶Rytov近似的假定仅在研究生物软组织的成像问题时近似成立)。为此,建立更精确的生物软组织的数学模型,考虑物体对声场多次散射的影响,更多地利用各种实际问题提供的先期知识,以及寻找更有效的数学工具和探求新方法,都将是今后反散射问题需要进一步研究的课题。

本文提出的QRI方法直接利用了现有B超发射/接收设备,并能提供普通B超所不能提供的组织声学参数分布的定量信息。因此,它可以与普通B超相结合,对生物软组织进行组织定征,提高B超对疾病诊断能力。本文不但对QRI方法进行了详细的理论推导,进行了计算机模拟实验,而且还设计制作了一套实验测试系统,在实验室条件下对测试模型进行实际的信号采集和图象重建,得到较好的结果。但要使QRI方法应用于临床诊断,还要作进一步的努力。如考虑实际生物软组织对声波的吸收衰减以及生物软组织密度的不均匀对声场的散射,提高对射频回波信号相位的判别能力等。此外,在实验系统方面也有待于进一

步完善。如需要研制一个非线性失真很小且有一定动态范围的交流对数放大器或时间/增益变换电路,以实现在有衰减的情况下进行回波信号的采集,以及研制高速数据采集和大容量数据缓存系统,以便在人体上进行实时信号采集。另外,本文采用的琼脂模型与实际的生物软组织有一定的差异,进一步的理论和实验研究将要在实际的生物软组织上进行。

致 谢

在攻读博士学位的三年时间里,始终得到导师韦钰教授的悉心指导和热切关怀。作者不但受到导师严谨求实,一丝不苟,博学专长良好作风的熏陶,而且深受导师为人师表,严于律己高尚品质的教育。虽然导师担任南京工学院院长等行政职务,工作十分繁忙,但她仍然抽出大量宝贵的时间给予作者定期的指导,并给作者许多建设性的意见和有益的启迪。在论文的撰写中,导师多次认真地审阅了作者的手稿,给予作者许多直接帮助。在此,作者向导师致以诚挚的和由衷的敬意。

此外,在本课题的研究中,受到南京工学院生物医学工程系许多老师和同学的帮助。在与老师和同学们的学术交流和讨论中,得到了许多有益的启示。作者在此一并向他们表示感谢。

六. 参考文献

1. G.N. Hounsfield, "A Method and Apparatus for Examination of a Body by Radiation such as X or Gamma Radiation", Patent Specification 1283915, The Patent Office, London, England, 1972
2. G.N. Hounsfield, "Computerized transverse axial scanning tomography: Part I, description of the system, Br.J.Radiol., Vol.46, 1973, pp.1016-1022
3. A.H. Andersen and A.C. Kak, "Digital Ray Tracing in Two-Dimensional Refractive Fields", J.Acoust.S.A., Vol.5, No.5, 1982
4. B. Blyth, G. Cavayne, M. Cleary, R. Fleming, T. Koch, L. Meara, J. McCaffrey and J. Whiting, "An Ultrasonic Computer-Assisted Tomographic Scanner", Australasian Phys. Sci. Med., Vol.2, Mar./Apr.1979, pp.141-153
5. G.H. Brandenburger, J.R. Klepper, J.B. Miller and D.L. Synder, "Effects of Anisotropy in the Ultrasonic Attenuation of Tissue on Computed Tomography", Ultrasonic Imaging, Vol.3, 1981, pp.113-143
6. P.L. Carson, T.V. Oughton and W.R. Hendee, "Ultrasound Transaxial Tomography by Reconstruction", Ultrasound in Medicine, Plenum Press, D.N. White and R.W. Barnes, eds., Vol.2, 1976, pp.391-400
7. P.L. Carson, D.E. Dick, G.A. Thieme, M.L. Dick, E.J. Bayly, T.V. Oughton, G.L. Dubuque and H.P. Bay, "Initial Investigation of Computed Tomography for Breast Imaging with Focused Ultrasound Beams", Ultrasound in Medicine, D.N. White and E.A. Lyons, eds., Plenum, New York, 1978, pp.319-322
8. C.R. Crawford and A.C. Kak, "Multipath Artifacts in Ultrasonic Transmission Tomography", Ultrasonic Imaging, 1982
9. K.A. Dines and A.C. Kak, "Ultrasonic Attenuation Tomography of Soft Biological Tissues", Ultrasonic Imaging, Vol.1, 1979, pp.16-33
10. N.H. Farhat and C.K. Chan, "Three-dimensional Imaging by Wave-Vector Diversity", Acoustical Holography, Vol.8, 1980, pp.499-516

11. G.H. Glover and J.L. Sharp, "Reconstruction of Ultrasound Propagation Speed Distribution in Soft Tissue: Time-of-Flight Tomography", IEEE Trans. Sonics & Ultrasonics, Vol.24, 1977, pp.229-234
12. J.F. Greenleaf, S.A. Johnson, S.L. Lee, G.T. Herman and E.H. Wood, "Algebraic Reconstruction of Spatial Distributions of Acoustic Absorption within Tissue from Their Two-Dimensional Acoustic Projections", Acoustical Holography, Plenum Press, New York, Vol.5, 1974, pp.591-603
13. J.F. Greenleaf, S.A. Johnson, W.F. Samayoa and F.A. Duck, "Algebraic Reconstruction of Spatial Distributions of Acoustic Velocities in Tissue from Their Time-of-Flight Profiles", Acoustical Holography, Plenum Press, New York, Vol.6, 1975, pp.71-90
14. J.F. Greenleaf, S.A. Johnson and A. Lent, "Measurement of Spatial Distribution of Refractive Index in Tissues by Ultrasonic Computer Assisted Tomography", Ultrasound Med. Biol., Vol.3, Oct.1978, pp.327-339
15. J.F. Greenleaf, S.K. Kenue, B. Rajagoplan, R.C. Bahn and S.A. Johnson, "Breast Imaging by Ultrasonic Computer-Assisted Tomography", Acoustical Imaging, A.F. Metherell, ed., Vol.8, 1980, pp.599-614
16. J.F. Greenleaf and R.C. Bahn, "Clinical Imaging with Transmissive Ultrasonic Computerized Tomography", IEEE Trans. Biomedical Engineering, Vol.28, No.2, Feb.1981, pp.177-185
17. J.F. Greenleaf, "Computerized Tomography with Ultrasound", Proc.IEEE, Vol.71, No.3, Mar.1983, pp.330-337
18. J.F. Havlice and J.C. Taenzer, "Medical Ultrasonic Imaging: An Overview of Principles and Instrumentation", Proc.IEEE, Vol.67, No.4, 1979
19. C.V. Jakowatz and A.C. Kak, "Computerized Tomography with X-Rays and Ultrasound", School of Elec. Eng., Purdue University, Resp. Rep. TR-EE 76-26, 1976
20. S.A Johnson, J.F. Greenleaf, W.A. Samayoa, F.A. Duck and J.D. Sjostrand, "Reconstruction of Three-Dimensional Velocity Fields and Other Parameters by Acoustical Ray Tracing", Proc. Ultrasonics Symposium,

New York, 1975, pp.46-51

21. S.A. Johnson, M. Tanaka and R.C. Bahn, "High Resolution Ultrasound Echo and Reconstruction Imaging from Temporal and Spatial Projections by Adaptive Ray Tracing", International Conference on Pattern Recognition, IJCPR, 1978, pp.846-850
22. S.A. Johnson and J.F. Greenleaf, "New Ultrasound and Related Imaging Techniques", IEEE Trans. Nuclear Science, Vol.26, No.2, April 1979, pp.2812-2816
23. J.H. Kim, S.B. park and S.A. Johnson, "Tomographic Imaging of Ultrasonic Reflectivity with Correction for Acoustic Speed Variations", Ultrasonic Imaging, Vol.6, 1984, pp.304-312
24. S.J. Norton and M. Linzer, "Ultrasonic Reflectivity Tomography: Reconstruction with Circular Transducer Arrays", Ultrasonic Imaging, Vol.1, 1979, pp.154-184
25. S.J. Norton and M. Linzer, "Correcting for Ray Refraction in Velocity and Attenuation Tomography: A Perturbation Approach", Ultrasonic Imaging, Vol.4, 1982, pp.201-233
26. H. Schomberg, W. Beil, G.C. McKinnon, R. Proksa and O. Tschendel, "Tomographie a Ultrasons Assistee par Ordinateur", ACTA Electronica, Vol.26, No.1-2, 1984, pp.121-128
27. C.F. Schueler, H. Lee and G. Wade, "Fundamentals of Digital Ultrasonic Imaging", IEEE Trans. Sonics & Ultrasonics, Vol.31, No.4, Jul.1984, pp.195-217
28. F.J. Paoloni, "The Effects of Attenuation on the Born Reconstruction Procedure for Microwave Diffraction Tomography", IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques, Vol.34, No.3, Mar.1986
29. C. Pichot, L. Jofre, G. Peronnet and J.C. Bolomey, "Active Microwave Imaging of Inhomogeneous Bodies", IEEE Trans. Antennas and Propagation, Vol.33, No.4, April 1985, pp.416-425
30. P.M. Forgues and M. Goldbery, "Medical Computed Tomography Using Microwaves", IEEE 1980 Frontiers of Engineering in Health Care.
31. P.S. Rao and K. Santosh, "Computed Tomography with

- Microwaves", Radiology 135: Jun.1980, pp.769-770
32. L. Axel, P.H. Arger, and R.A. Zimmerman, "Applications of Computerized Tomography to Diagnostic Radiology", Proc.IEEE, Vol.71, No.3, Mar.1983, pp.293-297
 33. P. Bloch and J.K. Udupa, "Application of Computerized Tomography to Radiation Therapy and Surgical Planning", Proc. IEEE, Vol.71, No.3, March 1983, pp.351-355
 34. D.P. Boyd and M.J. Lipton, "Cardiac Computerized Tomography", Proc.IEEE, Vol.71, No.3, Mar.1983, pp.298-307
 35. R.A. Brooks and G.D. Chiro, "Principles of Computer Assisted Tomography (CAT) in Radiographic and Radioisotopic Imaging", Phys. Med. Biol., Vol.21, 1976, pp.689-732
 36. G.T. Herman, "Introduction to the Foundations of X-Ray Computed Tomography", Computer Aided Tomography and Ultrasonics in Medicine, J. Raviv, J.F. Greenleaf and G.T. Herman, eds., Amsterdam, The Netherlands: North-Holland, 1979, pp.3-6
 37. G.T. Herman, "Image Reconstruction from Projections", Academic Press, 1980.
 38. A.C. Kak, "Computerized Tomography with X-Ray, Emission and Ultrasound Sources", Proc.IEEE, Vol.67, No.9, Sept.1979, pp.1245-1272
 39. R.M. Lewitt, R.H.T. Bates and T.M. Peters, "Image Reconstruction from Projections I: General Theoretical Considerations", Optik, Vol.50, Feb.1978, pp.19-33
 40. R.M. Lewitt, R.H.T. Bates and T.M. Peters, "Image Reconstruction from Projections III: Modified Back-Projection Methods", Optik, Vol.50, Mar.1978, pp.85-109
 41. Mersereau, "Digital Reconstruction of Multidimensional Signals from Their Projections", Proc.IEEE, Vol.62, 1974, pp.210-229
 42. R.A. Robb, E.A. Hoffman, L.J. Sinak, L.D. Harris and E.L. Ritman, "High-Speed Three-Dimensional X-Ray Computed Tomography", Proc.IEEE, Vol.71, No.3, Mar.1983, pp.308-319
 43. H.J. Scudder, "Introduction to Computer Aided

南京工学院研究生论文纸

- Tomography", Proc.IEEE, Vol.66, Jun.1978, pp.628-637
44. L. A. Shepp and B. F. Logan, "The Fourier reconstruction of a head section", IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol.NS-21, 1974, pp.21-43
 45. Medicamundi --- A Review of Modern Diagnostic Imaging & Radiation Therapy, Vol.28, No.2, 1983
 46. W.S. Hinshaw and A.H. Lent, "Nuclear Magnetic Resonance Reconstruction", Proc.IEEE, Vol.71, No.3, Mar.1983, pp.338-350
 47. W.S. Hinshaw and A.H. Lent, "An Introduction to NMR Imaging : from the Bloch Equation to Imaging Equation", Proc. IEEE, Vol.71, No.3, Mar.1983, pp.338-350
 48. G.X. Kambic, Private Communication, Technicare Corp., Solon, OH, Feb.1982
 49. C.J. Thompson, "Data handling in Positron Emission Tomography", Presented at the MARIA Workshop on Positron Emission Tomography, Edmonton, Alta., Apr.22, 1982
 50. R.S. Julius, "The Sensitivity of Exponentials and Other Curves to Their Parameters", Comput. Biomed. Res., Vol.5, Oct.1972, pp.473-478
 51. G.F. Knoll, "Single-Photon Emission Computed Tomography", Proc.IEEE, Vol.71, No.3, Mar.1983, pp.321-329
 52. C.V. Nelson and D.B. Geselowitz, "Theoretical Basis of Electrocardiography", Clarendon Press, Oxford, England, 1976
 53. R.K. Mueller, M. Kaveh, and R.D. Iverson, "A New Approach to Acoustic Tomography Using Diffraction Techniques", Acoustical Imaging, Plenum Press, New York, A.F. Metherell, ed., Vol.8, 1978, pp.615-628
 54. M.J. Berggren, S.A. Johnson, W.W. Kim, D.T. Borup, R.S. Eidens and Y. Zhou, "Acoustic Inverse Scattering Images from Simulated Higher Contrast Objects and from Laboratory Test Objects", 16th International Symposium on Acoustical Imaging, (Chicago, Illinois, Jun.1987)
 55. S.A. Johnson, Y. Zhou, M.L. Tracy, M.J. Berggren and F. Stenger, "Fast Iterative Algorithms for Inverse

Scattering Solutions of the Helmholtz and Riccati Wave Equations", Acoustical Imaging, Vol.13, 1983, pp.75-87

56. S.A. Johnson and M. L. Tracy, "Inverse Scattering Solutions by a Sinc Basis, Multiple Source, Moment Method -- Part I: Theory", Ultrasonic Imaging, Vol.5, 1983, pp.361-375
57. S. Kawata and O. Nalcioglu, "Constrained Iterative Reconstruction by the Conjugate Gradient Method", IEEE Trans. Medical Imaging, Vol.4, No.2, Jun.1985
58. W.W. Kim, M.J. Berggren, S.A. Johnson, F. Stenger and C.H. Wilcox, "Inverse Scattering Solutions to the Exact Riccati Wave Equations by Iterative Rytov Approximations and Integral Field Calculations", Proc. Ultrasonics Symposium, 1985, pp.878-882
59. M. L. Tracy and S. A. Johnson, "Inverse Scattering Solutions by a Sinc Basis, Multiple Source, Moment Method -- Part II: Numerical Evaluations", Ultrasonic Imaging, Vol.5, 1983, pp.376-392
60. M. Slaney and A. C. Kak, "Imaging with Higher Order Diffraction Tomography", Proc. Ultrasonics Symposium, 1985, pp.808-813
61. M. Azimi and A.C. Kak, "Distortion in Diffraction Tomography Caused by Multiple Scattering", IEEE Trans. Medical Imaging, Vol.2, No.4, Dec.1983, pp.176-195
62. M. Azimi and A.C. Kak, "Multiple Scattering and Attenuation Phenomena in Diffraction Imaging", Technical Report, TR-EE-85-4, Purdue University, School of Electrical Engineering, 1985
63. R.H.T. Bates, R.A. Minard, "Compensation for Multiple Reflection", IEEE Trans. Sonics & Ultrasonics, Vol.31, No.4, Jul.1984, pp.330-336
64. G. Beylkin, "The Fundamental Identity for Iterated Spherical Means and the Inversion Formula for Diffraction Tomography and Inverse Scattering", J.Math.Phys., Vol.24, No.6, Jun.1983, pp.1399-1400
65. G. Beylkin and M.L. Oristaglio, "Distorted-Wave Born and Distorted-Wave Rytov Approximations", Optics Communications, Vol.53, No.4, March 15, 1985, pp.213-216

南京工学院研究生论文纸

66. R. Dandliker and K. Weiss, "Reconstruction of the Three-Dimensional Refractive Index from Scattered Wave", Optics Communications, Vol.1, No.7, 1970, pp.323-328
67. A.J. Devaney, "A Filtered Backpropagation Algorithm for Diffraction Tomography", Ultrasonic Imaging, Vol.4, 1982, pp.336-350
68. A.J. Devaney, "A Computer Simulation Study of Diffraction Tomography", IEEE Trans. on Biomedical Engineering, Vol.BME-30, No.7, Jul.1983, pp.377-386
69. A.J. Devaney and G. Beylkin, "Diffraction Tomography Using Arbitrary Transmitter and Receiver Surface", Ultrasonic imaging, Vol. 6, 1984, pp.181-193
70. A.J. Devaney, "Ultrasound Tomography", Physics News in 1983 -- Medical and Biological Physics, Physics Today, Vol.37, No.1, Jan.1984, pp.s.37-s.38
71. A.J. Devaney, "Generalized Projection-Slice Theorem for Fan Beam Diffraction Tomography", Ultrasonic Imaging, Vol.7, 1985, pp.264-275
72. A.J. Devaney, "Variable Density Acoustic Tomography", J.Acoust.Soc.Am., Vol.78, No.1, Jul.1985, pp.120-130
73. J.L. Harris, "Diffraction and Resolving Power", J.Opt.S.A., Vol.54, 1964, pp.931-936
74. D. Hiller and H. Ermert, "System Analysis of Ultrasound Reflection Mode Computerized Tomography", IEEE Trans. Sonics & Ultrasonics, Vol.31, No.4, Jul.1984, pp.240-250
75. M. Kaveh, R. K. Mueller and R. D. Iverson, "Ultrasonic Tomography Based on Perturbation Solutions of the Wave Equation", Computer Graphics and Image Processing, Vol.9, 1979, pp.105-116
76. M. Kaveh, R.K. Mueller, R. Rylander, T.R. Coulter and M. Soumekh, "Experimental Results in Ultrasonic Diffraction Tomography", Acoustical Imaging, Vol.9, 1981, pp.433-450
77. M. Kaveh, M. Soumekh and R.K. Mueller, "A Comparison of Born and Rytov Approximations in Acoustic Tomography", Acoustical Imaging, Vol.10, 1981

南京工学院研究生论文纸

78. M. Kaveh, M. Soumekh, Z.Q. Lu and R.K. Mueller, "Further Results on Diffraction Tomography Using Rytov's Approximation", Acoustical Imaging, Plenum Press, New York, Vol.12, 1982
79. M. Kaveh, M. Soumekh and J.F. Greenleaf, "Signal Processing for Diffraction Tomography", IEEE Trans. Sonics & Ultrasonics, Vol.31, No.4, Jul.1984, pp.230-239
80. S.K. Kenue and J.F. Greenleaf, "Limited Angle Multifrequency Diffraction Tomography", IEEE Trans. Sonics & Ultrason., Vol.29, No.6, Jul.1982, pp.213-217
81. C.Q. Lan, K.K. Xu and G. Wade, "Limited Angle Diffraction Tomography and Its Application to Planar Scanning Systems", IEEE Trans. Sonics & Ultrasonics, Vol.32, No.1, Jan.1985
82. C.Q. Lan, Gail T. Flesher, and Glen Wade, "Plane-Scanning Reflection-Diffraction Tomography", IEEE Trans. on Son. and Ultrason., Vol.SU-32, No.4, Jul.1985, pp.562-565
83. Jian-Yu Lu, "A Study of the Fourier-Domain Reconstruction algorithms for Synthetic Aperture Diffraction Tomography", The proceedings of China-Japan Joint Conference on Ultrasonics, May 11-14, 1987, Nanjing, China, Edited by the Organizing Committee
84. Jian-Yu Lu, "A Computational Study of Reconstruction Algorithms for Synthetic Aperture Diffraction Tomography: Interpolation versus Interpolation-Free", 16th International Symposium on Acoustical Imaging (Chicago, June 10-12, 1987)
85. R.K. Mueller, M. Kaveh, and G. Wade, "Reconstructive Tomography and Applications to Ultrasonics" Proc. IEEE, Vol.67, No.4, April 1979, pp.567-587
86. R.K. Mueller, "Diffraction Tomography I: The Wave-Equation", Ultrasonic Imaging, Vol.2, 1980, pp.213-222
87. R.K. Mueller, "Diffraction Tomography II: The Inversion", Ultrasonic Imaging, Vol.2, 1980
88. D. Nahamoo and A.C. Kak, "Ultrasonic Diffraction Imaging", Tech. Rep. TR-EE-82-20, School of Electrical Engineering, Purdue University

南京工学院研究生论文纸

89. D. Nahamoo, S.X. Pan, and A.C. Kak, "Synthetic Aperture Diffraction Tomography and Its Interpolation-Free Computer Implementation", IEEE Trans. on Sonics and Ultrasonics, Vol.SU-31, No.4, Jul.1984, pp.218-229
90. M.L. Oristaglio, "A Geometric Approach to the Filtered Backpropagation Algorithm", Ultrasonic Imaging, 1983, pp.30-37
91. S.X. Pan, and A.C. Kak, "A Computational Study of Reconstruction Algorithms for Diffraction Tomography: Interpolation versus Filtered-Backpropagation", IEEE Trans. on Acoust. Speech Signal Processing, Vol.ASSP-31, pp.1262-1276, 1983.
92. R. Reibold and W. Molkenstruck, "Light Diffraction Tomography Applied to the Investigation of Ultrasonic Field. Part I: Continuous Waves", Acustica, Vol.56, 1984, pp.180-192
93. B.A. Roberts and A. C. Kak, "Reflection Mode Diffraction Tomography", Ultrasonic Imaging, Vol.7, 1985, pp.300-320
94. M. Slaney, A.C. Kak and L.F. Larsen, "Limitations of Imaging with First-Order Diffraction Tomography", IEEE Trans. Microwave Theory & Tech., Vol.32, No.8, 1984, pp.860-874
95. M. Soumekh, M. Kaveh, "Image Reconstruction from Frequency Domain Data on Arbitrary Contours", Proc. ICASSP, Vol.1, 1984, pp.12A.2.1-12A.2.4
96. M. Soumekh, M. Kaveh, "A Theoretical Study of Model Approximation Errors in Diffraction Tomography", IEEE Trans. Ultrason. Ferroelec. Freq. Control, Vol.33, No.1, Jan.1986, pp.10-20
97. M. Soumekh, "An Improvement to the Rytov Approximation in Diffraction Tomography", IEEE Trans. Ultrason. Ferroelec. Freq. control, Vol.33, No.4, Jul.1986, pp.394-401
98. D.J. Vezzetti, and S.Ø. Aks, "Reconstruction from Scattering data: Analysis and Improvements of the Inverse Born Approximation", Ultrasonic Imaging, Vol.1, No.4, 1980, pp.333-345
99. H. L. Xue and Y. Wei, "A Fast Reconstruction Algorithm for Diffraction Tomography", 16th International

Symposium on Acoustical Imaging, Chicago, June 10-12, 1987

100. M. Zhang, Z. M. Cai and Y. Wei, "A New Reconstruction Algorithm for Diffraction Tomography", International Radio Conference, Budapest, 1986
101. P.M. Morse, H. Feshbach, "Methods of Theoretical Physics", McGraw-Hill, New York, 1953, Ch.2, 5, 7 & 11
102. P.M. Morse, K.V. Ingard, "Theoretical Acoustics", McGraw-Hill, New York, 1968, Chap.8
103. A. Ishimaru, "Wave Propagation and Scattering in Random Media", Vol.2, Ch.17, Academic Press, 1978
104. K. E. Atkinson, "An Introduction to Numerical Analysis", John Wiley & Sons, New York, 1978
105. Q.Y. Li, N.C. Wang and D.Y. Yi, "Numerical Analysis", Huazhong Institute of Technology, July 1983 (In Chinese)
106. A.V. Oppenheim and R.W. Schaffer, "Digital Signal Processing", Prentice-Hall, Inc., Englewood Cliffs, New Jersey, Ch.5, 1975
107. J.W. Goodman, "Introduction to Fourier Optics", McGraw-Hill, New York, 1968, Chap. 3
108. ALOKA Co. Ltd., Japan, "SSD-256 Training Manual".
109. HP Co. Ltd., America, "HP-1980A/B Oscilloscope Measurement System -- Operating Manual".
110. HP Co. Ltd., America, "HP-19860A Digital Waveform Storage Option -- Operating Manual".

作者在博士生学习期间发表的文章

- A1. 卢迺宇、韦钰, "三次样条插值及其在衍射CT中的应用", 参加1987年11月2-4日在南京召开的全国青年第二届BME学术大会。
- A2. 卢迺宇、韦钰, "透射—反射型衍射CT及其计算机模拟研究", 参加1987年11月2-4日在南京召开的全国青年第二届BME学术大会, 获本届大会优秀论文一等奖。
- A3. Jian-Yu Lu, "A Computational Study for Synthetic Aperture Diffraction Tomography: Interpolation versus Interpolation-free", 16th International Symposium on Acoustical Imaging, June 6-12, 1987, Chicago, U.S.A.
- A4. 卢迺宇、韦钰, "合成孔径衍射CT付里叶域插值法的研究", 中国医学影像学技术, Vol. 4, No. 1, 1988年, P. 47 (本文于1986年11月8日~10日在武汉召开的中国电子学会生物医学电子学会第七年年会和中国生物医学工程学会生物医学测量专业委员会第二届年会联合学术大会上获优秀青年论文一等奖)。

- A5. Jian-Yu Lu, "A Study of Fourier-Domain Interpolation Reconstruction Algorithms for Synthetic Aperture Diffraction Tomography", China-Japan Joint Conference on Ultrasonics, Nanjing, May 11-14, 1987
- A6. 卢道宇、韦钰, "合成孔径衍射CT付里叶域插值方法的改进", 参加1987年11月2-4日在南京召开的全国青年第二届BME学术大会。
- A7. Jian-Yu Lu and Yu Wei, "A New Method for Quantitative Reflection Imaging", 17th International Symposium on Acoustical Imaging, May 31 - June 2, 1988, Sendai, Japan.
- A8. Jian-Yu Lu and Yu Wei, "Experiments for a New Quantitative Reflection Imaging", Sent to World Congress on Medical Physics and Biomedical Engineering, August 6-12, 1988.
- A9. 卢道宇, "计算机辅助断层成像", 南京地区研究生通讯理论与技术学术讨论会, 1986年12月6-7日。