

波导不变量谱值及其分离方法

宋文华 王宁 高大治 王好忠 屈科

Concept of waveguide invariant spectrum and algorithm for its extraction

Song Wen-Hua Wang Ning Gao Da-Zhi Wang Hao-Zhong Qu Ke

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 66, 114301 (2017) DOI: 10.7498/aps.66.114301

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.114301>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2017/V66/I11>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

一种基于模态域波束形成的水平阵被动目标深度估计

[A modal domain beamforming approach for depth estimation by a horizontal array](#)

物理学报.2017, 66(8): 084301 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.084301>

基于声散射的水下气泡群空间关联性研究

[Spatial correlation of underwater bubble clouds based on acoustic scattering](#)

物理学报.2017, 66(1): 014305 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.014305>

复杂噪声场下对角减载技术的原理及应用

[Principle and application of diagonal reducing method in the complex noise fields](#)

物理学报.2017, 66(1): 014304 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.014304>

局部固体填充的水中复杂目标声散射计算与实验

[Acoustic scattering of a complex target with partially solid-filling immersed in water: numerical simulation and experiment](#)

物理学报.2016, 65(18): 184301 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.184301>

大深度接收时深海直达波区的复声强及声线到达角估计

[Complex acoustic intensity with deep receiver in the direct-arrival zone in deep water and sound-ray-arrival-angle estimation](#)

物理学报.2016, 65(16): 164302 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.164302>

波导不变量谱值及其分离方法*

宋文华¹⁾ 王宁^{1)†} 高大治¹⁾ 王好忠¹⁾ 屈科²⁾¹⁾(中国海洋大学海洋技术系, 青岛 266100)²⁾(广东海洋大学电子与信息工程学院, 湛江 524088)

(2016年12月30日收到; 2017年3月19日收到修改稿)

波导不变量有两种定义方式, 按照干涉条纹斜率的定义适合工程应用, 按照简正波频散的定义适合理论分析. 在有跃层的波导中, 这两种定义方式并不完全一致. 由于简正波频散特性差异, 按照频散特性定义的波导不变量 β 会有许多不同的取值, 这些 β 被称为波导不变量的 β 谱. 此时声场干涉结构应该用多个 β 来描述, 而以往的 β 提取算法只能给出一个最佳估计值, 导致一些信息的丢失. 借鉴图像处理中的积分投影概念, 将声强图像按照角度进行积分投影, 以分离不同斜率的条纹成分; 然后对投影曲线进行傅里叶变换, 以分离不同间距的条纹成分, 最终实现各个 β 谱值的分离. 仿真和实验结果表明, β 谱分离算法可以从声场干涉结构中有效地提取不同条纹成分的 β , 并将其映射到二维平面内, 具有更强的噪声抑制能力, 所以能在更低的信噪比条件下使用.

关键词: 波导不变量 β 谱, 条纹斜率, 条纹间距, 积分投影**PACS:** 43.30.+m, 43.60.+d**DOI:** 10.7498/aps.66.114301

1 引言

由于简正波的相互干涉, 浅海波导中的声场会形成稳定的条纹结构. 干涉条纹斜率与声源距离、频率之间的关系可以用一个参数——波导不变量 β 来描述^[1,2]. 波导不变量 β 对水体声速的小扰动不敏感^[3], 具有非常好的稳定性, 在声源定位^[4-9]、阵处理^[10,11]、时间反转等^[12,13]方面均有应用. 在理论分析中, 人们常采用波导不变量的另一种定义, 即声场简正波相慢度差与群慢度差的比值^[2]. 波导不变量是简正波频散特性的表征, 而频散特性与水体^[2,5]、海底声学参数^[14]有关. 这一点可以用来反演环境参数^[15-18]. 需要说明的是, 基于波导不变量的Warping变换^[19]或者时频谱分析^[20]手段可以实现不同简正波频散曲线的分离, 对提高反演的准确度非常重要.

以上基于 β 的应用都依赖于条纹斜率的获取. 从声强干涉结构中提取条纹斜率的算法主要依靠图像处理手段, 比如Hough变换^[4,21]采用参数映射的方法, 能够得到最符合声强干涉条纹特征的 β 值. Radon变换^[7,22]则是通过提取条纹的倾斜角度来得到 β 值. Rouseff则是在二维快速傅里叶变换(2D-FFT)的基础上给出了 β 的取值分布^[23]. 另外, 波导不变量 β 也可以通过基于干涉条纹的波束形成得到^[24]. 需要说明的是, 上述算法都是基于干涉条纹进行的, 要求有一定的信噪比.

但是复杂波导中, 单一数值的波导不变量不能有效地描述干涉条纹. 在有跃层的波导中, 一定频段内简正波的频散特性(或者说 β 的取值)与简正波号数密切相关^[25]. 在有跃层的波导中, 简正波可以近似分为SRBR (surface-reflected-and-bottom-reflected) 简正波、RBR (refracted-and-bottom-reflected) 简正波两大类, 每一类简正波的频散特

* 国家自然科学基金(批准号: 11674294, 11374271)和广东省自然科学基金(批准号: 2014A030310256)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: wangyu@public.qd.sd.cn

性比较相近. 声场往往是由这两类简正波共同组成的, 此时 SRBR 简正波和 RBR 简正波之间的相互干涉可能会使干涉结构变得非常复杂, 不存在明显的干涉条纹. 这种情况下声场干涉结构需要有多个 β 才能描述, 但以往的提取算法只能给出 β 的最佳估计值.

为了解决这个问题, 本文按照简正波的频散特性定义了波导不变量的 β 谱, 利用 β 谱的概念解释了跃层波导中干涉条纹的变化规律, 并给出了波导不变量 β 谱的分离算法. 该算法可以将不同简正波组合对应的 β 谱分离出来, 与以往的波导不变量提取算法相比, 该算法能在更低的信噪比条件下工作.

2 波导不变量 β 谱的概念及分离算法

2.1 波导不变量 β 谱

根据简正波理论, 波导中距离为 r , 深度为 z , 角频率为 ω 的声场声压 p 可以表示为

$$\begin{aligned} p(r, z, \omega, z_s) &= \sum_m \frac{a_m(\omega, z_s)}{\sqrt{k_m r}} \varphi_m(z) \exp(i k_m r - \alpha_m r) \\ &= \sum_m A_m(r) \exp(i k_m r), \end{aligned} \quad (1)$$

式中 k_m 和 $\varphi_m(z)$ 分别为声场简正波的水平波数和模态函数, α_m 为模态衰减系数,

$$a_m(\omega, z_s) = \frac{i \exp(-i\pi/4)}{\sqrt{8\pi}} \varphi_m(z_s)$$

是与声源深度 z_s 有关的模态激发强度. 干涉声强表达式为

$$\begin{aligned} I &= \sum_m |A_m(r)|^2 + 2 \sum_m \sum_{n>m} A_n^*(r) \\ &\quad \times A_m(r) \cos(k_{mn} r), \end{aligned} \quad (2)$$

式中 $k_{mn} = k_m - k_n$. 在 ω - r 平面内, 沿着干涉条纹有

$$\frac{\partial I}{\partial \omega} \Delta \omega + \frac{\partial I}{\partial r} \Delta r = 0. \quad (3)$$

干涉条纹的斜率为

$$\frac{\Delta \omega}{\Delta r} = -\frac{\partial I / \partial r}{\partial I / \partial \omega}. \quad (4)$$

声强关于 ω 和 r 求导时, 相位是主要的变化因素, 幅度项变化缓慢, 可以忽略:

$$\begin{cases} \frac{\partial I}{\partial r} = -2 \sum_m \sum_{n>m} A_n^*(r) A_m(r) \\ \quad \times \sin(k_{mn} r) \cdot k_{mn}, \\ \frac{\partial I}{\partial \omega} = -2 \sum_m \sum_{n>m} A_n^*(r) A_m(r) \\ \quad \times \sin(k_{mn} r) \cdot \frac{\partial k_{mn}}{\partial \omega} r. \end{cases} \quad (5)$$

波导不变量根据干涉条纹的斜率定义^[1,2]:

$$\beta = \frac{\Delta \omega}{\Delta r} \frac{r}{\omega}. \quad (6)$$

根据(4)式—(6)式, 波导不变量的表达式为

$$\beta = -\frac{\sum_m \sum_{n>m} A_n^*(r) A_m(r) \sin(k_{mn} r) \cdot S_{p,mn}}{\sum_m \sum_{n>m} A_n^*(r) A_m(r) \sin(k_{mn} r) \cdot S_{g,mn}}, \quad (7)$$

式中 $S_{p,mn}$ 和 $S_{g,mn}$ 分别为第 m , n 号简正波的相慢度差和群慢度差, $S_{p,mn} = \frac{k_{mn}}{\omega}$, $S_{g,mn} = \frac{\partial k_{mn}}{\partial \omega}$.

当声场由频散特性相近的一组简正波组成时^[2], 声场简正波群慢度与相慢度之间的函数关系与简正波号数、频率无关, 可以将(7)式中的 $S_{p,mn}$ 和 $S_{g,mn}$ 放到求和符号外面, (7)式可以进一步简化为

$$\beta = -\frac{S_{p,mn}}{S_{g,mn}}. \quad (8)$$

(6)式与(8)式的不同在于, (6)式是根据 ω - r 平面内条纹斜率定义的, 所以适用于工程应用, 而(8)式是根据简正波频散特性定义的, 适用于理论分析.

对于 Pekeris 波导来说, 简正波的频散特性非常一致, 如图 1(b) 所示, 在 Pekeris 波导中相邻简正波的群慢度差 $S_{g,m,m+1}$ 和相慢度差 $S_{p,m,m+1}$ 在 100—2500 Hz 范围内都可以看作过原点的直线, 并且所有简正波都具有非常接近的斜率, 这样的情况下(6)式与(8)式定义是一致的.

但是对于有跃层的波导来说, 简正波的频散特性与简正波号数、频率密切相关^[25]. 图 1(c) 为仿真所使用的波导环境, 在 15—30 m 深度范围内存在跃层, 图 1(d) 所示为波导中的简正波群慢度差 $S_{g,m,m+1}$ 和相慢度差 $S_{p,m,m+1}$ 的变化关系, 可以看到它们不再是过原点的直线, 其斜率不但随频率变化明显, 还与简正波号数有关.

在有跃层的波导中, 根据简正波频散定义的波导不变量取值有多种可能性. 每一组简正波组合得到的 $\beta_{mn} = -S_{p,mn}/S_{g,mn}$ 各不相同, 它们被定义为波导不变量的 β 谱. 每一个谱 β_{mn} 都有对应的条

纹成分, 总声场是多种条纹成分的叠加. 由于 β 谱差异可能会非常明显, ω - r 平面内总声场干涉条纹会呈现出非常复杂的结构, 甚至不再有条纹. 这种情况下, 很难根据条纹斜率进行声源定位.

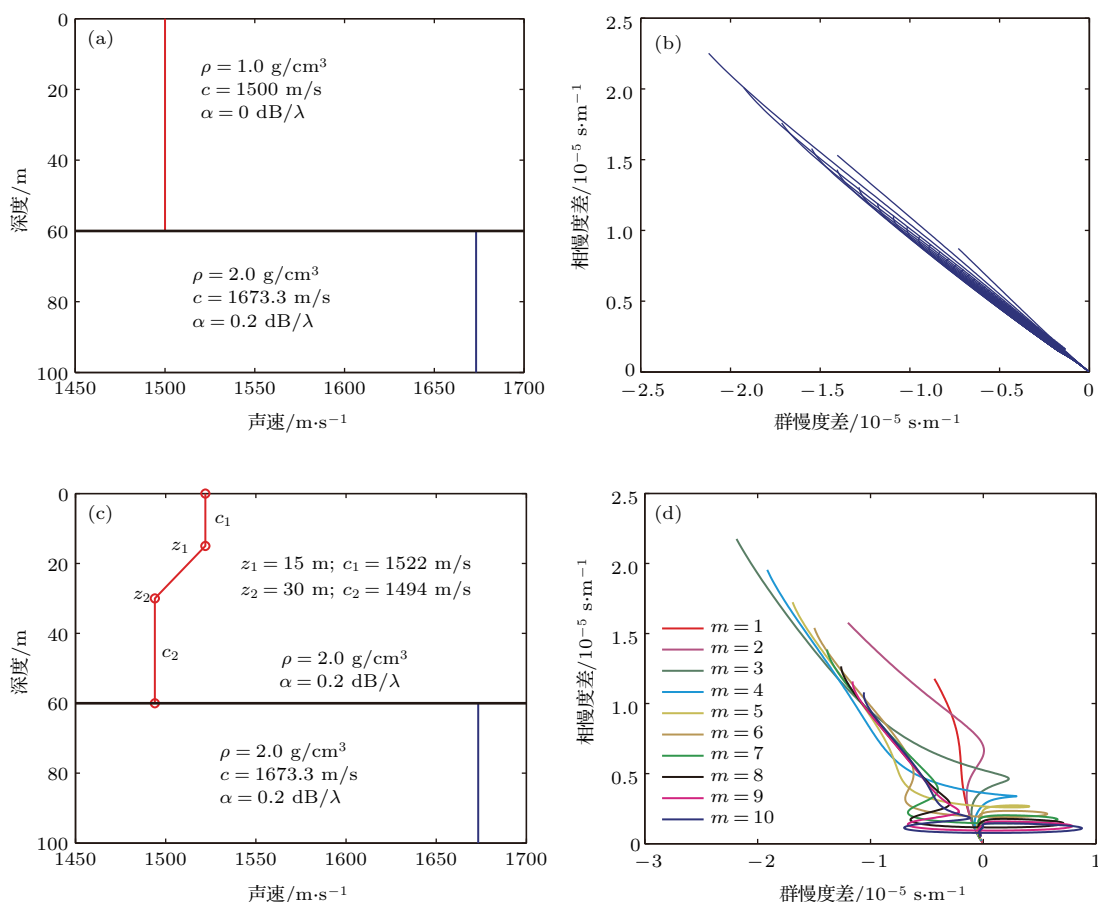


图1 (网刊彩色) (a) Pekeris 波导中的水体和海底参数; (b) Pekeris 波导中相邻简正波相慢度差 $S_{p,m,m+1}$ 和群慢度差 $S_{g,m,m+1}$ 的函数关系; (c) 有跃层波导中的水体和海底参数; (d) 有跃层波导中相邻简正波相慢度差 $S_{p,m,m+1}$ 和群慢度差 $S_{g,m,m+1}$ 的函数关系. (b) 和 (d) 是宽带声场计算的结果, 声场频率范围为 100—2500 Hz

Fig. 1. (color online) (a) Parameters of water column and sea bottom for a Pekeris waveguide; (b) functional relationship between modal phase slowness difference $S_{p,m,m+1}$ and modal group slowness difference $S_{g,m,m+1}$ for adjacent modes in the Pekeris waveguide of (a); (c) parameters of water column and sea bottom for a waveguide with thermocline; (d) functional relationship between modal phase slowness difference $S_{p,m,m+1}$ and modal group slowness difference $S_{g,m,m+1}$ for adjacent modes in the waveguide of (c). The results in (b) and (d) are calculated for a broad band, which is from 100 Hz to 2500 Hz.

β 谱可以根据波导频散特性直接由 (8) 式计算得到, 但是为了利用 β 谱进行声源定位, 需要给出一种能从声强干涉结构中提取分离各个 β 谱的算法——波导不变量的 β 谱分离算法. 下面将给出 β 谱分离算法的原理和实现步骤.

2.2 波导不变量 β 谱的分离算法

对于声场中的干涉条纹, 借鉴图像处理中的积分投影算法^[26], 将声强图像沿着不同角度的倾斜

直线进行积分, 得到该图像的一维投影曲线, 一方面, 这可以区分不同斜率的条纹成分, 另一方面, 不同简正波组合的条纹间距也不同, 这在投影曲线中体现为不同的周期, 可以通过 FFT 进行区分. 利用干涉条纹的斜率和间距这两个特征量, 可以实现波导不变量 β 谱的分离.

2.2.1 声强图像的积分投影

对 ω - r 平面的声强按照角度 θ 进行积分投影. 如图 2 所示, 取图像中心 (其频率、距离值为

(ω_0, r_0) 为坐标原点, 沿积分投影方向为 y 轴, 垂直于积分投影方向为 x 轴, 积分投影后得到的投影曲线是 x 的一维函数. 积分表达式为

$$G(x) = \sum_p \sum_q \int_y B_{pq} \cos \left[\gamma_{pq} (\omega_y)^{-\frac{1}{\beta_{pq}}} r_y; x \right] dy, \quad (9)$$

式中 $B_{pq} = A_p^*(r) A_q(r)$, ω_y 和 r_y 代表 y 轴上频率和距离的取值. 除此之外, (9) 式中还利用了简正波的频散关系^[1]

$$k_{pq} = \gamma_{qp} \omega^{-\frac{1}{\beta_{qp}}}, \quad (10)$$

式中 γ_q 是与简正波号数 q 有关的常数, 称为频散因子, γ_{qp} 是 q, p 号简正波频散因子之差, β_{qp} 是 q, p 号简正波对应的波导不变量 β 谱. (9) 式所示的积分中, 由于声压的幅度项 A_m 变化很小, 声强中的非相干成分以及 B_{pq} 可以视为常数. 通过 (9) 式所示的积分, 二维的声强图像被投影为一维的投影曲线.

积分投影可以分离声强中斜率不同的条纹成分. 条纹的波导不变量谱 β_{mn} 与积分投影角度的关系为

$$\tan \theta_{mn} = \frac{\Delta \omega}{\Delta r} = \frac{\omega}{r} \beta_{mn}. \quad (11)$$

当积分投影角度为 θ_{mn} 时, 沿着积分路径, 只有 β_{mn} 对应的条纹成分是等相位的, 其他谱值的条纹成分是不等相位的. 经过 (9) 式所示积分之后, 谱值 β_{mn} 的条纹成分得到保留, 其他条纹成分则被剔除. 详细的推导见附录, 这里只给出最终积分结果. (9) 式所示的积分投影结果为

$$G(x) = L(\theta_{mn}, x) \cdot B_{mn} \times \cos \left(\gamma_{mn} \omega_0^{-\frac{1}{\beta_{mn}}} r_0 + \frac{\gamma_{mn} \omega_0^{-\frac{1}{\beta_{mn}}}}{|\sin \theta_{mn}|} x \right) + R(x), \quad (12)$$

式中 ω_0, r_0 是图像中心的频率和距离值, $L(\theta_{mn}, x)$ 是积分路径所对应的长度, 如图 2 所示, 其具体表达式见附录. $L(\theta_{mn}, x)$ 一般是一个梯形的窗函数. 由于积分区域有限, 积分投影之后, 谱值不等于 β_{mn} 的条纹成分会有很小的残留项, 即 $R(x)$.

对 $[-\pi/2, \pi/2]$ 范围内的所有角度进行积分投影, 就可以将不同谱值的条纹成分予以分离, 其 β 谱值与积分投影角度的关系参见 (11) 式. 积分投影不能分离 β 谱接近的条纹成分, 需要采用其他方法.

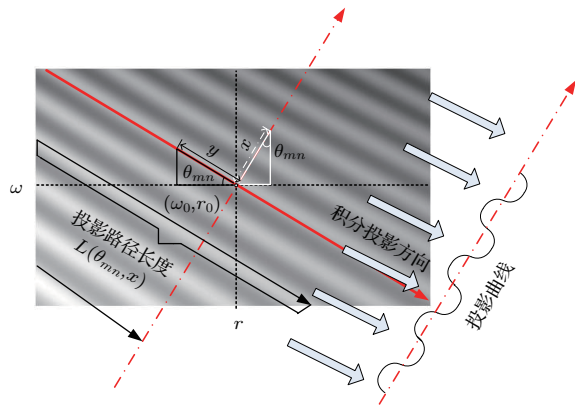


图 2 (网刊彩色) 声强图像的积分投影示意图. 按照一定角度积分投影后, 二维声强图像变为投影曲线. 积分投影方向为 y 轴, 垂直于积分投影方向为 x 轴. 当积分投影方向与条纹一致时, 投影曲线的周期即为条纹之间的间距

Fig. 2. (color online) The sketch map for integral projection of acoustic intensity image. The intensity image is transformed into a curve after it is projected according to an arbitrary angle. The direction of projection is labeled as y axis, while the direction perpendicular to the projection is labeled as x axis. When the projection direction is along the striations, the projected curve has the period identical with space between striations.

2.2.2 投影曲线的 FFT 分析

干涉条纹在 r 方向上的间距, 就是其简正波组合的干涉跨度. 声强图像积分投影后, 投影曲线的周期正好对应干涉跨度的投影. 所以, β 谱接近的条纹成分, 可能会有差异明显的条纹间距. 对投影曲线进行 FFT 运算可以将这些 β 谱映射到不同的波数位置, 从而实现分离.

根据 (12) 式, 将总声强按照角度 θ_{mn} 积分投影后, 得到的投影曲线是一个周期信号, 其周期为

$$T_G = \frac{2\pi |\sin \theta_{mn}|}{\gamma_{mn} \omega_0^{-\frac{1}{\beta_{mn}}}} = \frac{2\pi}{k_{mn} \omega_0} |\sin \theta_{mn}|. \quad (13)$$

(13) 式说明 m, n 号简正波干涉条纹的投影曲线, 经过 FFT 之后映射到了 $k_{mn}/(2\pi |\sin \theta_{mn}|)$ 的波数位置处.

需要补充的是, 根据 (13) 式, 投影曲线进行 FFT 后, β 谱映射到的波数位置不仅与干涉跨度有关, 还与投影角度有关. 在实际使用中, 我们往往希望同一组简正波形成的条纹成分对应的波数位置仅由其干涉跨度决定. 这可以通过下式来实现:

$$K = k |\sin \theta|, \quad (14)$$

式中 k 是投影曲线进行 FFT 之后的波数轴坐标, K 的单位是 $\text{m}^{-1}/(2\pi)$, 它是简正波干涉跨度的倒数.

经过(14)式, m, n 号简正波的干涉条纹无论其斜率多大, 都会被映射到 $k_{mn}(\omega_0)/(2\pi)$ 的波数位置. 这在实际应用中更加方便. 比如引导声源与未知声源同时到达的声场, 因距离不同, 同一组简正波的条纹斜率也不同, 进行(14)式所示的坐标变换后, 它们会被聚集在相同的波数位置, 但会对应不同的 β 谱值, 其谱值之比等于其距离之比(由于未知声源声场的谱值分离结果使用了引导声源的距离信息, 所以其 β 谱是不准确的). 这在利用引导声源进行未知声源定位时非常方便.

以往的波导不变量提取算法并不能分离各个 β 谱, Hough变换是通过参数映射给出最优的 β 值[4,21], Radon变换只能给出条纹斜率的最优解[7,22], Rouseff[23]在2D-FFT方法基础上, 给出了波导不变量 β 的取值分布情况. 它们是基于条纹的提取算法, 在声强干涉结构中没有条纹时会失效, 并且它们只是利用条纹的斜率信息, 没有考虑条纹的间距, 是一维变换, 而 β 谱值分离算法能将 β_{mn} 映射到 (β, K) 二维平面内, 是二维变换, 具有更强的噪声抑制能力, 因而能在更低的信噪比条件下工作.

3 波导不变量谱值分离的仿真

仿真的波导环境采用图1(c)所示的剖面. 分为声源位于跃层中($z_s = 20$ m)和跃层下($z_s = 30$ m)两种情况进行分析. 两种情况下, 只有声源位置不同, 其他参数完全相同. 海水深度为

60 m, 接收深度为50 m, 接收距离为20—22 km, 间距为20 m, 频率为700—800 Hz, 间隔为1 Hz.

3.1 声源位于跃层下($z_s = 30$ m)

声场的干涉条纹和简正波幅度如图3所示. 此时声源主要激发低号简正波, 前4号简正波能量非常大. 利用文献[7]提出的Radon变换提取的条纹倾斜角度如图4(a)所示, 利用文献[23]提出算法提取的 β 取值分布如图4(b)所示. 可以看到, 倾斜角度为 50° , 波导不变量的取值为1.63, 两者结果是一致的. 另外, 在倾斜角度 61° 以及 $\beta = 2.6$ 处有个旁瓣. 除此之外这两种提取算法不能给出更多的信息.

根据 β 谱分离算法得到的结果如图5所示. 分离结果中出现非常多的峰值, 分别标记为A—F, 它们的 (β, K) 坐标分别为:

$$\begin{aligned} A(1.5, 0.57 \times 10^{-3}), \quad B(2, 1.3 \times 10^{-3}), \\ C(1.6, 2.2 \times 10^{-3}), \quad D(1.5, 2.7 \times 10^{-3}), \\ E(1.9, 3.46 \times 10^{-3}), \quad F(2.7, 5.16 \times 10^{-3}). \end{aligned}$$

波数 K 单位为 $\text{m}^{-1}/(2\pi)$. 将它们的坐标与简正波频散曲线得到的 β (图6)以及简正波的水平波数差(表1)进行比较可知, 谱值A对应1, 2号简正波的干涉, 谱值B对应3, 4号简正波的干涉, 谱值C对应2, 4号简正波的干涉, 谱值D对应1, 4号简正波的干涉, 谱值E对应2, 5号简正波的干涉, 谱值F对应2, 6号简正波的干涉.

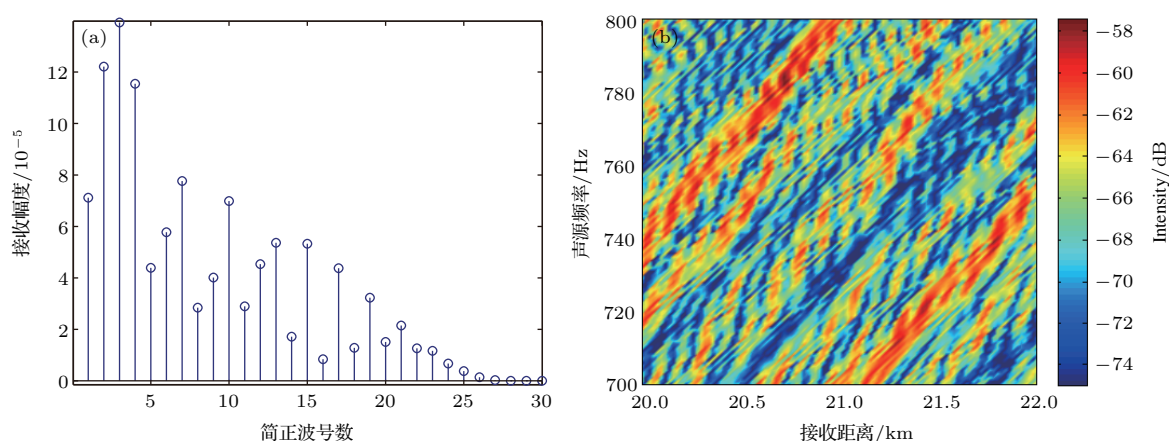


图3 (网刊彩色) 水平均匀波导(图1(c))中的仿真结果(声源深度为30 m, 声源频率为700—800 Hz, 接收距离为20—22 km, 接收深度为50 m) (a) 各号简正波接收幅度; (b) 声场干涉条纹

Fig. 3. (color online) The simulation result in a range-independent waveguide given in Fig. 1(c) (the acoustic source is at a depth of 30 m with frequency band from 700 Hz to 800 Hz, and receivers are deployed from 20 km to 22 km at a depth of 50 m): (a) Averaged acoustic modal amplitude; (b) acoustic interference pattern.

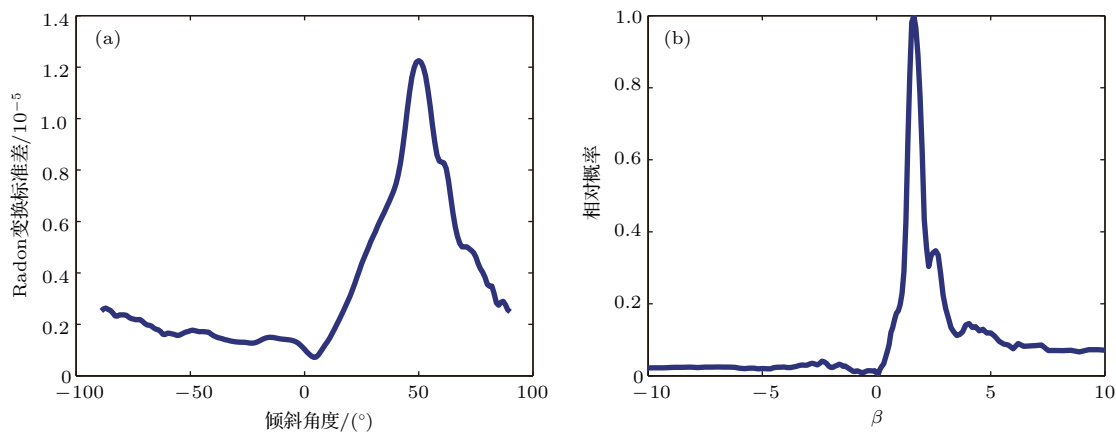


图4 声源深度为30 m 时从声场干涉条纹中提取得到的条纹倾斜角度和 β (a) Radon 变换得到的条纹倾斜角度, 算法见文献 [7]; (b) 根据 2D-FFT 算法得到的波导不变量取值分布, 算法见文献 [23]

Fig. 4. The striation angle and waveguide invariant β extracted from interference pattern with source at 30 m deep: (a) Striation angle calculated by Radon transform as in Ref. [7]; (b) distribution of β computed by the 2D-FFT based method which can be found in Ref. [23].

表1 图 1(c) 波导中 1—6 号简正波的水平波数差 K (单位为 $\text{m}^{-1} \cdot (2\pi)^{-1}$, 表中数据为 700—800 Hz 宽带平均结果)
Table 1. The horizontal wavenumber difference for the first six modes in the waveguide shown in Fig. 1(c). Unit is $\text{m}^{-1} \cdot (2\pi)^{-1}$ and the result is averaged over the frequency band from 700 Hz to 800 Hz.

		简正波号数				
		2	3	4	5	6
简正波号数	1	0.000567	0.001492	0.002729046	0.004174	0.005675
	2		0.000925	0.002161981	0.003607	0.005108
	3			0.001237013	0.002682	0.004183
	4				0.001445	0.002946
	5					0.001501
	6					0

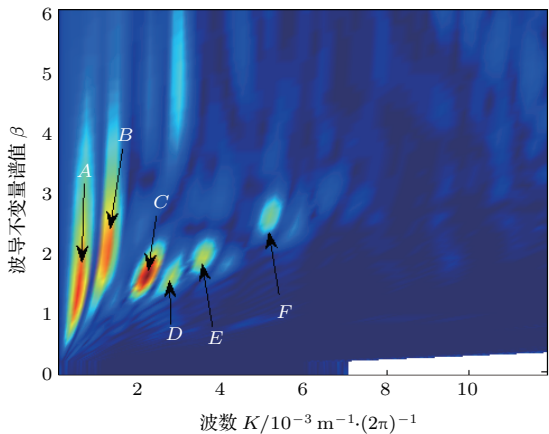


图5 (网刊彩色) 声源深度为30 m 时波导不变量 β 谱的分离结果。A—F 分别表示分离得到的6个谱值, 它们来源于1—6号简正波之间的相互干涉

Fig. 5. (color online) The separated β spectrum when acoustic source is at the depth of 30 m. Labels A—F represent six spectrum values which can be identified, and they arise from the interference between the first six acoustic modes.

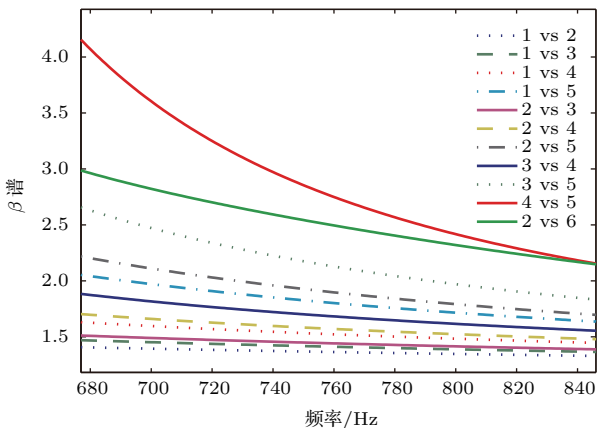


图6 (网刊彩色) 根据简正波频散特性计算得到的不同简正波组合的 β 谱值 (简正波的相慢度和群慢度根据 Kraken 计算得到, 声速剖面见图 1(c))

Fig. 6. (color online) Values for β spectrum calculated from acoustic modal dispersion for different combinations of modes. Modal phase slowness and group slowness are both calculated by Kraken model. The background sound speed profile is given in Fig. 1(c).

3.2 声源位于跃层中 ($z_s = 20$ m)

声源位于跃层中间时,不但能激发高号简正波,还会激发大量的中间模态,简正波幅度和干涉条纹结构如图7所示. 可以看到干涉条纹结构非常乱. 条纹的倾斜角度^[7]和波导不变量取值分布^[23]如图8所示. 条纹倾斜角度有很多峰值,一部分集中在 25° — 31° 范围内,另一部分集中在接近垂直的倾角范围内. 波导不变量的取值分布最大概率取值为0.63,除此之外还有许多旁瓣.

β 谱分离算法得到的结果如图9所示,表2列出了高号简正波的水平波数差,图10所示为根据

简正波频散得到的 β 谱值. 将图9中区域分为四部分,分别记为 A_1 , B_1 , C_1 和 D_1 . 与声源在30 m时明显不同的是,图9中在 $\beta > 4$ 的区域内有很多峰值,比如 D_1 区域,该部分对应的是处于中间的简正波,即第6—10号简正波,其 β 谱是绝对值很大的正值或者负值,如图10(a)所示. 这些中间模态的 β 谱随频率剧烈变化,非常不稳定. 图9中 A_1 处对应的坐标为 $\beta = 1.4$, $K = 1.35 \times 10^{-3}$, B_1 对应坐标为 $\beta = 0.7$ — 0.9 , $K = 1.3 \times 10^{-3}$ — 1.9×10^{-3} , C_1 坐标为 $\beta = 0.7$ — 0.9 , $K = 2.6 \times 10^{-3}$ — 3.6×10^{-3} . 波数 K 单位为 $\text{m}^{-1}/(2\pi)$.

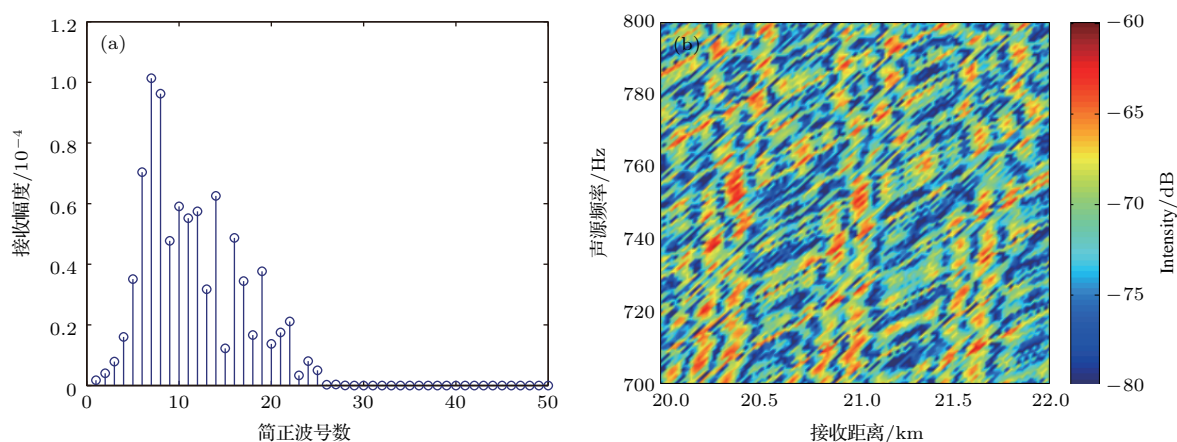


图7 (网刊彩色) 水平均匀波导(图1(c))的仿真结果(声源深度为20 m, 声源频率为700—800 Hz, 接收距离为20—22 km, 接收深度为50 m) (a) 各号简正波接收幅度; (b) 声场干涉条纹

Fig. 7. (color online) The simulation result in a range-independent waveguide given in Fig. 1(c). The acoustic source is at the depth of 20 m with frequency band from 700 Hz to 800 Hz, and receivers are deployed from 20 km to 22 km at 50 m deep: (a) Averaged acoustic modal amplitude; (b) acoustic interference pattern.

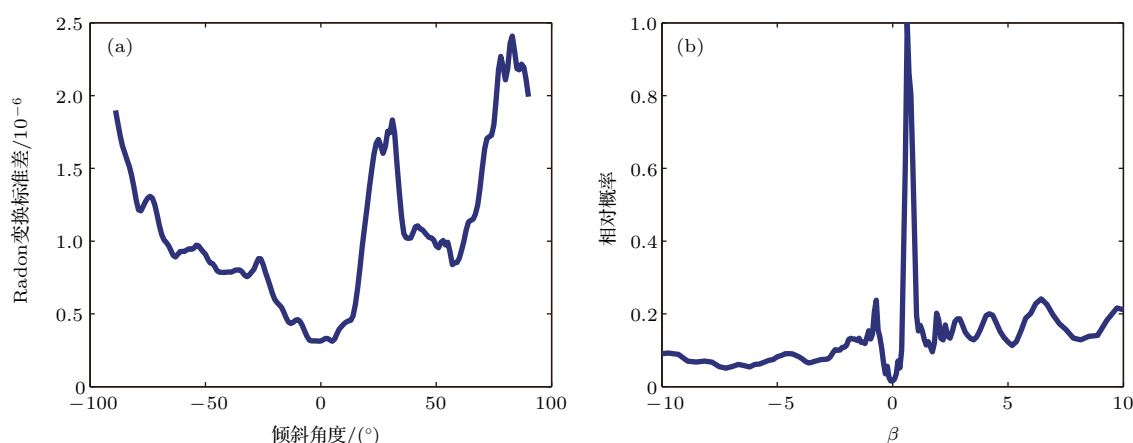


图8 声源深度为20 m时从声场干涉条纹中提取得到的条纹倾斜角度和 β (a) Radon变换得到的条纹倾斜角度, 算法见文献^[7]; (b) 根据2D-FFT算法得到的波导不变量取值分布, 算法见文献^[23]

Fig. 8. The striation angle and waveguide invariant β extracted from interference pattern with source at 20 m deep: (a) Striation angle calculated by Radon transform as in Ref. [7]; (b) distribution of β calculated by the 2D-FFT based method which can be found in Ref. [23].

A_1 区域的谱值是第 10 号简正波与第 11 号简正波干涉的结果, 即 $\beta_{10,11}$. 第 10, 11 号简正波的谱值 $\beta_{10,11}$ 和水平波数差分别如图 10(b) 和表 2 所示. B_1 区域和 C_1 区域则可以用高号简正波来解释. B_1 区域包含了 $11 \leq m \leq 15$ 时相邻简正波构成的谱值, 即 $\beta_{m,m+1}$; C_1 区域包含了 $m > 16$ 的 $\beta_{m,m+1}$, 以及 $11 \leq m \leq 15$ 的 $\beta_{m,m+2}$. 11 号以上的简正波形成的波导不变量 β 谱及其水平波数差如图 10(c) 和表 2 所示.

另外, 通过图 9 的结果也可以看到, 频散特性一致并且干涉跨度也接近的简正波, 其 β 谱并不能被分离. 实际上这些简正波的干涉条纹斜率非常一致, 在应用中也并没有必要进行区分.

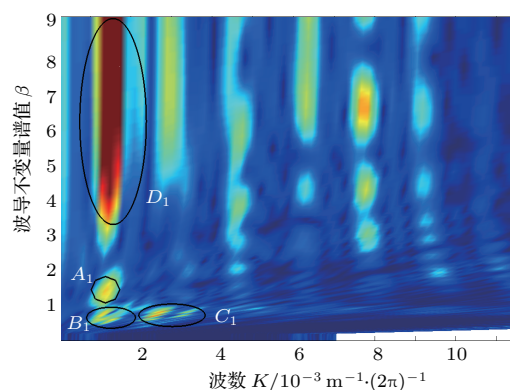


图 9 (网刊彩色) 声源深度为 20 m 时波导不变量 β 谱的分离结果. A_1-D_1 表示分离得到的 4 个谱值

Fig. 9. (color online) The separated β spectrum when acoustic source is 20 m deep. Labels A_1-D_1 represent the four identified spectrum values.

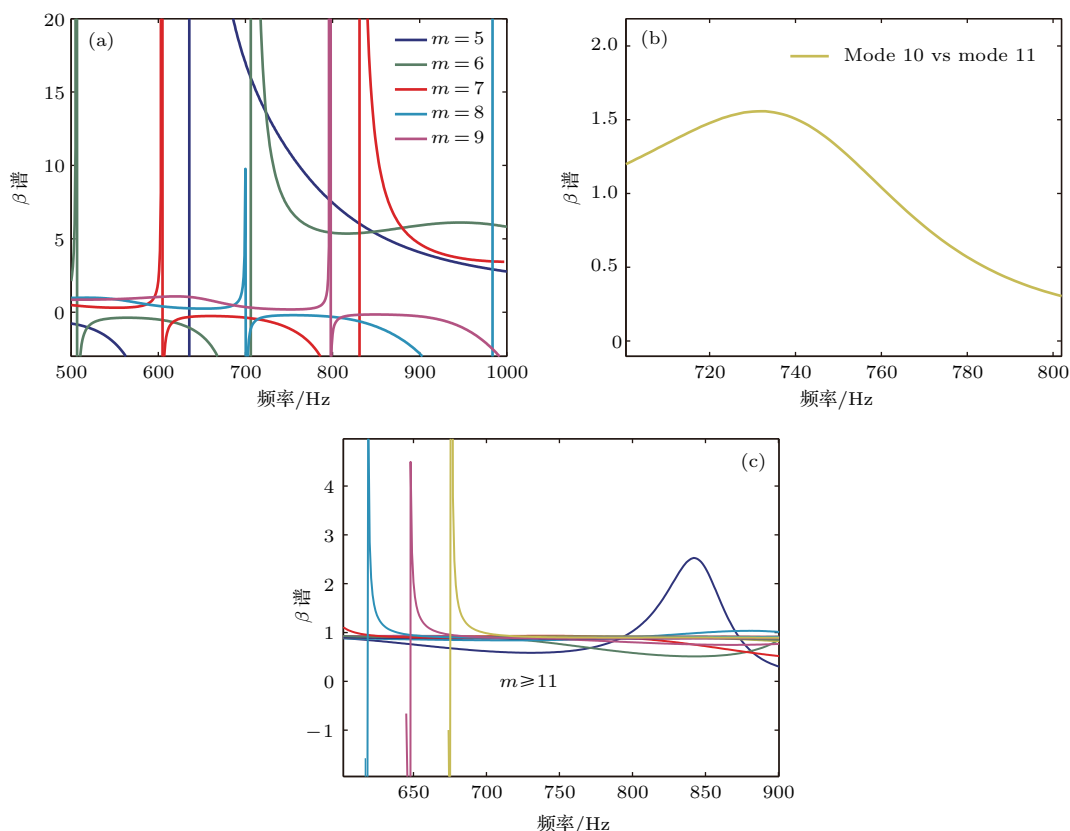


图 10 (网刊彩色) 根据简正波频散特性计算得到的相邻简正波谱值 $\beta_{m,m+1}$ (简正波的相慢度和群慢度根据 Kraken 计算得到, 声速剖面见图 1(c)) (a) $5 \leq m \leq 9$; (b) $m = 10$; (c) $m \geq 11$

Fig. 10. (color online) The spectrum value $\beta_{m,m+1}$ calculated from acoustic modal dispersion for adjacent modes: (a) $5 \leq m \leq 9$; (b) $m = 10$; (c) $m \geq 11$. Modal phase slowness and group slowness are both calculated by Kraken model. The sound speed profile is given in Fig. 1(c).

3.3 信噪比的影响

定义信噪比为信号的平均幅度与高斯白噪声标准差的比值. 在声源深度为 30 m 时, 接收深度

为 50 m, 没有噪声时的结果如图 3 所示, 信噪比为 -9 dB 时的结果如图 11 所示. 对比图 5 和图 11(d), 可以看到 β 谱分离算法仍能分辨各个 β 谱, 而以往的波导不变量提取算法都不能得到准确结果.

表 2 图 1(c) 波导中高号简正波的水平波数差 (单位为 $\text{m}^{-1} \cdot (2\pi)^{-1}$, 表中数据为 700—800 Hz 宽带平均结果)
Table 2. The horizontal wavenumber difference for higher-order modes in the waveguide shown in Fig. 1(c).
Unit is $\text{m}^{-1} \cdot (2\pi)^{-1}$ and the result is averaged over the frequency band from 700 Hz to 800 Hz.

	简正波号数										
	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21
10	0.0013	0.0027	0.0044	0.0062	0.0081	0.0103	0.0126	0.0150	0.0176	0.0204	0.0233
11		0.0014	0.0031	0.0049	0.0068	0.0090	0.0112	0.0137	0.0163	0.0191	0.0220
12			0.0017	0.0035	0.0054	0.0075	0.0098	0.0123	0.0149	0.0176	0.0206
13				0.0018	0.0038	0.0059	0.0082	0.0106	0.0132	0.0160	0.0189
14					0.0019	0.0041	0.0064	0.0088	0.0114	0.0142	0.0171
15						0.0021	0.0044	0.0069	0.0095	0.0122	0.0152
16							0.0023	0.0047	0.0073	0.0101	0.0130
17								0.0024	0.0050	0.0078	0.0107
18									0.0026	0.0054	0.0083
19										0.0028	0.0057
20											0.0029

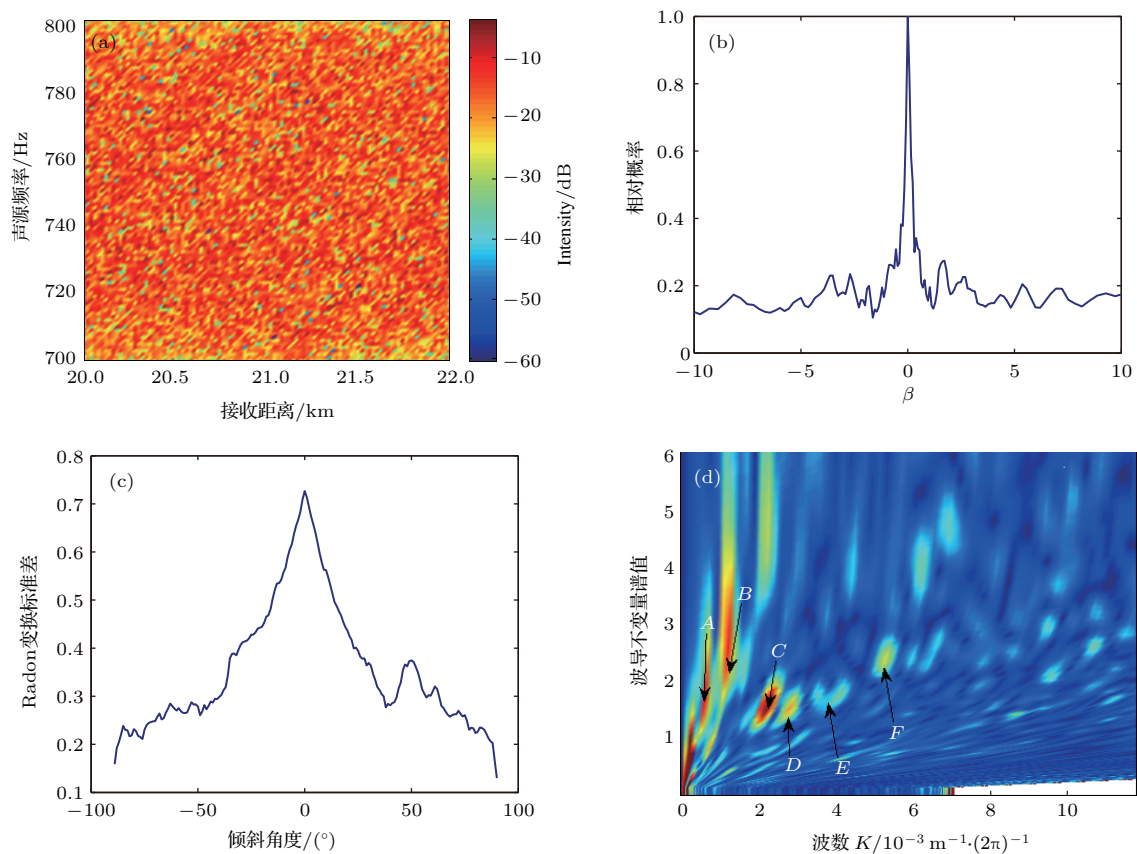


图 11 (网刊彩色) 信噪比为 -9 dB 时的仿真结果 (a) 声场干涉条纹, 计算参数同图 3; (b) 根据 2D-FFT 算法提取的波导不变量取值分布; (c) Radon 变换得到的条纹倾斜角度; (d) β 谱分离结果
Fig. 11. (color online) The simulation result when SNR is -9 dB: (a) Acoustic interference pattern with the same parameters as those in Fig. 3; (b) the distribution for β calculated using the 2D-FFT based method; (c) the striation angle calculated using the Radon transform; (d) the separated waveguide invariant β spectrum.

3.4 关于仿真结果的说明

对于 β 谱分离算法来说, 投影角度 θ 通过(11)式对应为 β . 根据(11)式, 对于某一个投影角度 θ 来说, 声源距离 r 与 β 是一一对应的; 但它们耦合在一起, 必须给定其中一个参数的值才能确定另一个参数的值. 在上述仿真中, 将声源距离 r 作为已知条件, 从而得到了不同简正波组合的 β 谱. 而在实际使用中声源距离 r 是未知的, 此时需要已知波导的参数, 包括背景声速剖面 and 海底参数, 然后根据波导参数确定不同简正波组合的 β 谱, 最后根据(11)式去反推声源的距离 r . 或者借助引导声源(其距离 r_g 、频带、深度 z_g 等参数已知), 将未知声源的声场干涉结构按照引导声源的距离 r_g 进行 β 谱分离, 它们的(相同简正波组合对应的) β 谱值之比就是其距离之比.

3.5 与以往方法的比较

对于 ω - r 平面内的声强, 其Radon变换结果会在条纹倾斜角度上具有最大的标准差, 文献[7]正是据此来提取条纹倾斜角度, 但没有进一步分析条纹波数域中的细节. 文献[23]将2D-FFT之后的结果转化到极坐标系后, 进行了径向(即沿着波数轴)上的能量积分, 最后给出了波导不变量的取值分布, 同样没有利用波数域内的细节信息. 也就是说, 这两种方法都没有使用干涉条纹的间距这一信息.

β 谱分离算法的步骤和原理是对图像进行不同角度的积分投影, 然后对投影曲线进行FFT运算, 投影角度 θ (即条纹斜率)通过(11)式对应为 β , 而FFT变换的波数坐标则根据(14)式映射为简正波波数差. 这样, 就将 ω - r 平面内的声强干涉条纹斜率映射到 β 谱, 条纹间距则映射到波数域内. 文献[7]和文献[23]都是一维映射, 而 β 谱分离算法是二维映射, 将噪声散布到更大的范围内, 因而 β 谱分离算法可以在更低的信噪比条件下工作.

4 实验数据的处理

实验数据来源于2012年青岛附近海域的渔船实验. 实验海区水深为30 m, 声源为小渔船, 渔船螺旋桨深度约为1.5 m, 接收水听器靠近海底的深度. 实验海区测得的声速剖面如图12所示, 跃层位于2—9 m的深度范围, 声速从1530 m/s降

到1492 m/s. 实验过程中, 渔船向远离水听器的方向行驶, 使用全球定位系统(GPS)记录渔船的位置.

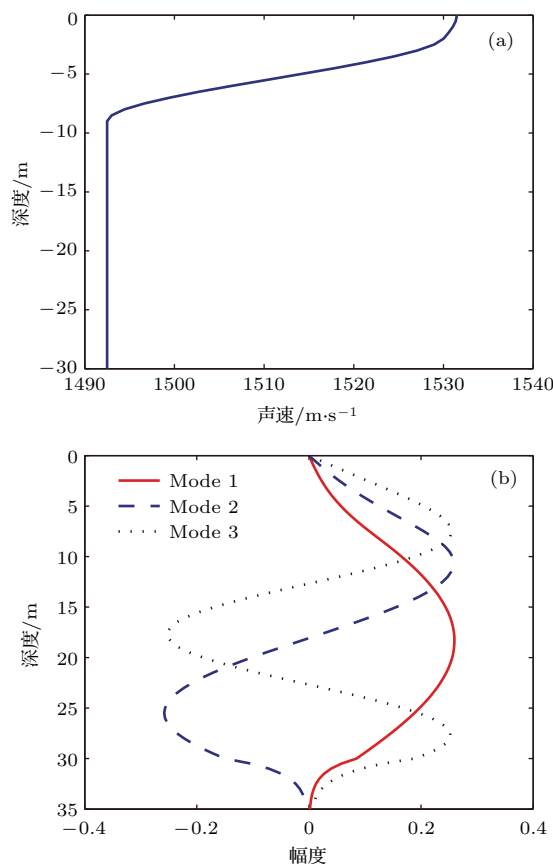


图12 (a) 实验海区的声速剖面; (b) 350 Hz 时前3号简正波的模态函数

Fig. 12. (a) Sound speed profile in the experiment area; (b) acoustic modal functions at the frequency of 350 Hz.

图13为渔船噪声的声强谱, 声强谱是接收信号FFT幅度谱的平方, 图中横轴代表渔船与水听器之间的距离, 根据GPS数据计算得到. 实验中, 水听器记录的渔船噪声中有明显的线谱成分, 而渔船噪声连续谱的信噪比非常低, 图中看不到任何条纹成分.

对于图13所示的声强谱, 利用文献[23]中的方法得到的(归一化的)波导不变量取值分布如图14(a)所示. 可以看到由于线谱成分的存在, 波导不变量的取值分布在 $\beta = 0$ 处有很大的峰值, 而在除了 $\beta = 0$ 之外的区域, β 取值分布曲线存在很多极大值, 但是这些极大值并不突出, 不能排除这些极大值是环境噪声干扰的结果.

采用 β 谱分离算法得到的分离结果如图14(b)所示. $\beta = 0$ 附近的区域是线谱成分导致的, 除此

之外, 还有 A, B 两个区域存在明显的峰值. 实际上, 图 14(a) 中的分布曲线就是图 14(b) 沿着横轴方向积分叠加的结果. 由于图 14(a) 中分布曲线没有利用波数域内的细节信息, 因而得不到有效的 β 值.

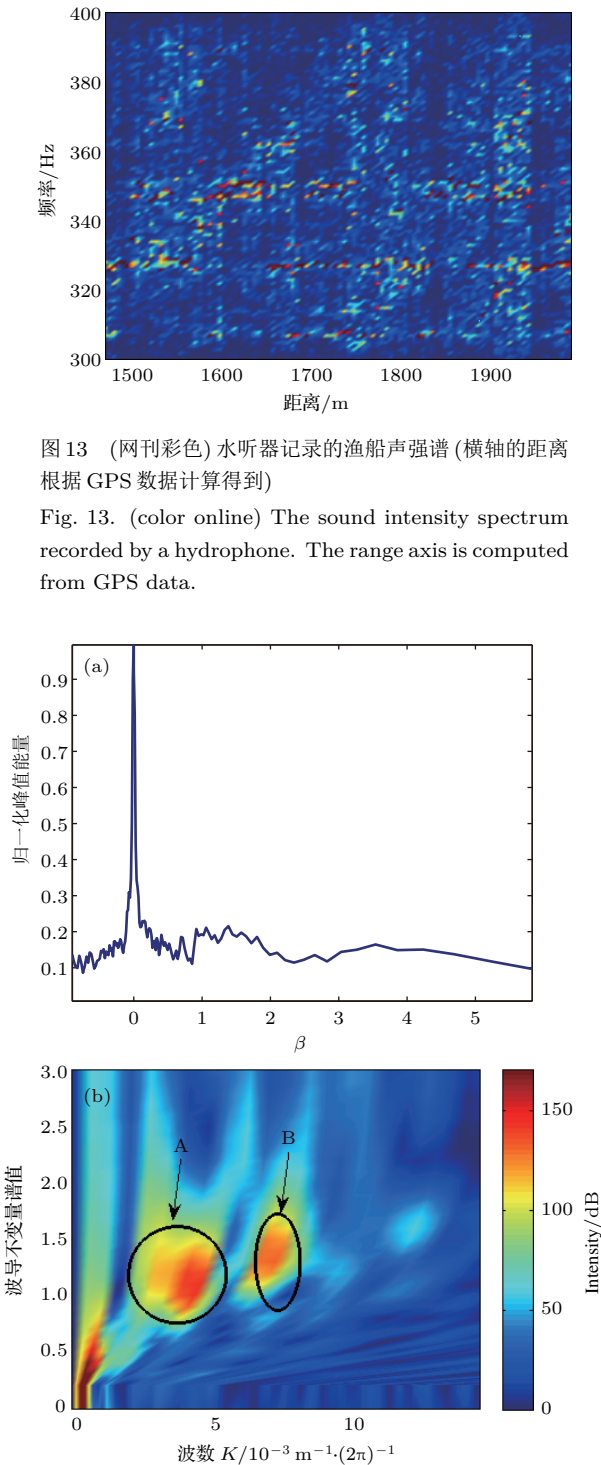


图 14 (网刊彩色) (a) 根据文献 [23] 得到的波导不变量取值分布; (b) 波导不变量的 β 谱分离结果
Fig. 14. (color online) (a) The distribution of β calculated by the method in Ref. [23]; (b) the separated β spectrum.

根据文献[27,28]可知, 青岛附近海域的海底地质类型为砂-粉砂类型, 所以选定海底声速值为 1700 m/s, 密度为 2.0 g/cm³, 海底衰减系数为 0.2 dB/λ. 声速剖面如图 12 所示, 根据 Kraken 可以计算出各号简正波的水平波数, 确定各号简正波的波导不变量 β 谱以及水平波数差, 结果分别如图 15 和表 3 所示.

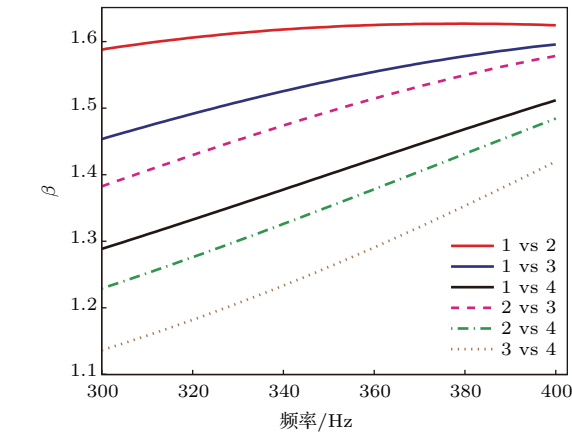


图 15 (网刊彩色) 实验海域波导环境中根据频散特性得到的波导不变量 β 谱
Fig. 15. (color online) The spectrum values for β calculated by modal dispersion in a waveguide whose parameters are set according to the experiment area.

表 3 1—5 号简正波的水平波数差 K (单位为 $\text{m}^{-1} \cdot (2\pi)^{-1}$, 表中数据为 300—400 Hz 宽带平均结果)
Table 3. The horizontal wavenumber difference for modes 1–5. Unit is $\text{m}^{-1} \cdot (2\pi)^{-1}$ and the result is averaged over the frequency band from 300 Hz to 400 Hz.

		简正波号数			
		2	3	4	5
简正波号数	1	0.0018	0.0046	0.0084	0.1846
	2		0.0029	0.0066	0.1828
	3			0.0038	0.180
	4				0.1762

图 14(b) 中的 A, B 两个区域可以用 2, 3, 4 号简正波的 β 谱来解释. B 区域的峰值坐标为 $(1.35, 7 \times 10^{-3})$; A 区域范围较大, 峰值在 A 的右下侧, 为 $(1.2, 4.2 \times 10^{-3})$. 根据图 15 和表 3, B 区域代表的是 2, 4 号简正波形成的谱值 $\beta_{2,4}$, 而 A 区域中的峰值则是 $\beta_{3,4}$. 另外, 2, 3 号简正波形成的谱值 $\beta_{2,3}$ 为 1.45, 对应的波数为 $3 \times 10^{-3} \text{ m}^{-1}/(2\pi)$, 对应 A 区域中的左上部分. 由于 2, 3 号简正波干涉跨度与 3, 4 号简正波干涉跨度差别不大, 所以两者一起构成

了A区域. 由于声源很浅, 激发的1号简正波强度比其他简正波小得多, 所以在分析中可以不考虑1号简正波.

5 结 论

波导不变量既可以根据声场 ω - r 平面内的干涉条纹斜率来定义, 也可以根据简正波的频散来定义. 在Pekeris波导中, 简正波的相慢度差与群慢度差存在一致的比例关系, 所以这两种定义方式具有等价性. 但在复杂波导中, 简正波相慢度差和群慢度差之比不但与频率有关, 还与简正波号数有关. 由于简正波的频散特性差异明显, 声场中的干涉结构会比较复杂, 甚至不再存在条纹结构. 此时按照条纹斜率定义的波导不变量不再是一个单一的数值, 不能直接在工程上使用.

为了解决这一问题, 本文将不同简正波组合的相慢度差与群慢度差之比称为 β 谱, 并给出了 β 谱的分离算法. 波导不变量的各个 β 谱可以直接根据简正波频散给出, 但是需要给出从 ω - r 平面内分离出各个 β 谱的算法以满足工程需求. β 谱分离算法的实现步骤是先对声强图像进行积分投影, 然后对投影曲线进行傅里叶变换; 投影角度(即条纹斜率)按照特定公式映射到 β 谱值, 条纹间距映射到简正波波数差, 从而实现不同 β 谱的分离.

文献中的波导不变量提取算法都将 β 视为一个单一数值的量, 只能给出 β 的最佳解. 这些算法大多为基于条纹的算法, 只利用了干涉条纹的斜率信息. 不同于以往的提取方法, β 谱分离算法没有丢失 ω - r 平面内的任何信息, 而且是二维平面上的映射, 能更加有效地抑制噪声的影响. 仿真和实验分析结果表明, 该方法能有效地实现不同 β 谱的分离, 同时能在更低的信噪比条件下工作.

附录 声强线积分结果的相关推导

ω - r 平面内的声强按照图2所示 y 方向进行积分投影, 积分公式参见(9)式. 附录将给出投影曲线的表达式, 投影角度为 θ_{mn} .

为了方便讨论, 将(9)式分为两部分:

$$G(x) = \int_y B_{mn} \cos\left(\gamma_{mn}\omega_y^{-\frac{1}{\beta_{mn}}} r_y; x\right) dy + \sum_{p,q \neq m,n} \int_y B_{pq} \cos\left[\gamma_{pq}\omega_y^{-\frac{1}{\beta_{pq}}} r_y; x\right] dy, \quad (\text{A1})$$

第一部分记为 $G_0(x)$, 对应谱值为 β_{mn} 的干涉条纹的积分投影; 第二部分记为 $G_1(x)$, 对应其他谱值干涉条纹的积分投影.

首先证明沿着 y 方向 $G_0(x)$ 中的被积函数是同相叠加, 而 $G_1(x)$ 中的被积函数不是同相叠加. 以过原点的积分路径为例说明, 即 $x=0$, 此时有

$$\begin{cases} \omega_y = \omega_0 + dy \sin \theta_{mn}, \\ r_y = r_0 + dy \cos \theta_{mn}. \end{cases} \quad (\text{A2})$$

根据(11)式, 有

$$\begin{cases} \sin \theta_{mn} = -\frac{\omega_0 \beta_{mn}}{\sqrt{r_0^2 + \omega_0^2 \beta_{mn}^2}}, \\ \cos \theta_{mn} = \frac{r_0}{\sqrt{r_0^2 + \omega_0^2 \beta_{mn}^2}}. \end{cases} \quad (\text{A3})$$

所以 $G_0(x)$ 被积函数的相位为

$$\begin{aligned} \Phi_y &= \gamma_{mn}\omega_y^{-\frac{1}{\beta_{mn}}} r_y \\ &= \gamma_{mn}(\omega_0 + dy \sin \theta_{mn})^{-\frac{1}{\beta_{mn}}} (r_0 + dy \cos \theta_{mn}) \\ &= \gamma_{mn}\omega_0^{-\frac{1}{\beta_{mn}}} r_0 \left(1 + \frac{dy \sin \theta_{mn}}{\omega_0}\right)^{-\frac{1}{\beta_{mn}}} \\ &\quad \times \left(1 + \frac{dy \cos \theta_{mn}}{r_0}\right). \end{aligned} \quad (\text{A4})$$

一般来说, 声强平面的频率、距离宽度 B_ω 和 B_r 远小于其频率、距离中心值 ω_0 和 r_0 , 根据泰勒级数, 保留一阶小量, (A4)式可以简化为

$$\Phi_y \approx \gamma_{mn}\omega_0^{-\frac{1}{\beta_{mn}}} r_0 \left(1 - \frac{1}{\beta_{mn}} \frac{dy \sin \theta_{mn}}{\omega_0} + \frac{dy \cos \theta_{mn}}{r_0}\right). \quad (\text{A5})$$

将(A3)式代入可得

$$\Phi_y \approx \gamma_{mn}\omega_0^{-\frac{1}{\beta_{mn}}} r_0. \quad (\text{A6})$$

这说明沿着 y 方向 $\cos\left(\gamma_{mn}\omega_y^{-\frac{1}{\beta_{mn}}} r_y\right)$ 是等相位的, 则 $\cos\left(\gamma_{mn}\omega_y^{-\frac{1}{\beta_{pq}}} r_y\right)$, $p, q \neq m, n$ 一定是不等相位的. 所以在理想情况下, $G_1(x)$ 积分结果为0, 仅需要考虑 $G_0(x)$.

下面推导 $G_0(x)$ 的积分表达式. $G_0(x)$ 的积分表达式实际上是声强在 x 轴上的值与一个窗函数 $L(\theta_{mn}, x)$ 的乘积, 该窗函数来源于积分路径的长短, 如图2所示. 根据图2, x 轴上频率和距离坐标可以表示为

$$\begin{cases} \omega_x = \omega_0 - x \cos \theta_{mn}, \\ r_x = r_0 + x \sin \theta_{mn}. \end{cases} \quad (\text{A7})$$

联合(A3)式, 得到 x 轴上的被积函数相位为

$$\begin{aligned} \Phi_x &= \gamma_{mn}\omega_x^{-\frac{1}{\beta_{mn}}} r_x \\ &= \gamma_{mn}(\omega_0 - x \cos \theta_{mn})^{-\frac{1}{\beta_{mn}}} (r_0 + x \sin \theta_{mn}) \\ &= \gamma_{mn}\omega_0^{-\frac{1}{\beta_{mn}}} r_0 \left(1 - \frac{x \cos \theta_{mn}}{\omega_0}\right)^{-\frac{1}{\beta_{mn}}} \left(1 + \frac{x \sin \theta_{mn}}{r_0}\right), \end{aligned} \quad (\text{A8})$$

将 (A7) 代入, 可得

$$\begin{aligned}\Phi_x &\approx \gamma_{mn} \omega_0^{-\frac{1}{\beta_{mn}}} r_0 \left(1 + \frac{x}{\beta_{mn} \omega_0} \frac{r_0}{\sqrt{r_0^2 + \omega_0^2 \beta_{mn}^2}} \right. \\ &\quad \left. + \frac{x}{r_0} \frac{\beta_{mn} \omega_0}{\sqrt{r_0^2 + \omega_0^2 \beta_{mn}^2}} \right) \\ &= \gamma_{mn} \omega_0^{-\frac{1}{\beta_{mn}}} r_0 \left(1 + \frac{x}{r_0} \frac{\sqrt{r_0^2 + \omega_0^2 \beta_{mn}^2}}{\beta_{mn} \omega_0} \right) \\ &= \gamma_{mn} \omega_0^{-\frac{1}{\beta_{mn}}} r_0 + \frac{\gamma_{mn} \omega_0^{-\frac{1}{\beta_{mn}}} x}{\sin \theta_{mn}}.\end{aligned}\quad (\text{A9})$$

因此, $G_0(x)$ 的表达式为

$$\begin{aligned}G_0(x) &= L(\theta_{mn}, x) \cdot B_{mn} \cos \left(\gamma_{mn} \omega_0^{-\frac{1}{\beta_{mn}}} r_0 \right. \\ &\quad \left. + \frac{\gamma_{mn} \omega_0^{-\frac{1}{\beta_{mn}}} x}{|\sin \theta_{mn}|} \right).\end{aligned}\quad (\text{A10})$$

根据 θ_{mn} 与 $a \tan \frac{B_\omega}{B_r}$ 的大小关系 (图 A1), 积分路径长度 $L(\theta_{mn}, x)$ 表达式可以写为几种形式.

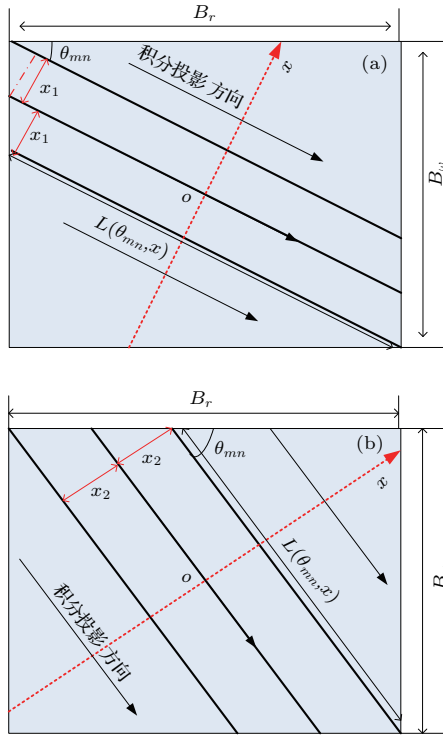


图 A1 积分路径长度 $L(\theta_{mn}, x)$

Fig. A1. The illustration map for integral length $L(\theta_{mn}, x)$.

当 $|\theta_{mn}| \leq a \tan \frac{B_\omega}{B_r}$ 时 (图 A1(a)),

$$\begin{aligned}L(\theta_{mn}, x) &= \begin{cases} \frac{B_r}{\cos \theta_{mn}}, & |x| \leq x_1, \\ \frac{B_r}{\cos \theta_{mn}} - \frac{(x - x_1)}{|\sin \theta_{mn}| \cos \theta_{mn}}, & x > x_1, \\ \frac{B_r}{\cos \theta_{mn}} - \frac{(-x - x_1)}{|\sin \theta_{mn}| \cos \theta_{mn}}, & x < -x_1, \end{cases}\end{aligned}\quad (\text{A11})$$

$$x_1 = \frac{1}{2} (B_\omega - B_r |\tan \theta_{mn}|) \cos \theta_{mn}. \quad (\text{A12})$$

当 $|\theta_{mn}| > a \tan \frac{B_\omega}{B_r}$ 时 (图 A1(b)),

$$\begin{aligned}L(\theta_{mn}, x) &= \begin{cases} \frac{B_\omega}{|\sin \theta_{mn}|}, & |x| \leq x_2, \\ \frac{B_\omega}{|\sin \theta_{mn}|} - \frac{(x - x_2)}{|\sin \theta_{mn}| \cos \theta_{mn}}, & x > x_2, \\ \frac{B_\omega}{|\sin \theta_{mn}|} - \frac{(-x - x_2)}{|\sin \theta_{mn}| \cos \theta_{mn}}, & x < -x_2, \end{cases}\end{aligned}\quad (\text{A13})$$

$$x_2 = \frac{1}{2} \left(B_r - \frac{B_\omega}{|\tan \theta_{mn}|} \right) |\sin \theta_{mn}|. \quad (\text{A14})$$

需要说明的是, 由于积分区域是有限的, (A1) 式中 $G_1(x)$ 积分结果并不为零. 实际上, 倾斜角度与 θ_{mn} 差距较大的干涉条纹成分, 其被积函数的相位在积分路径上变化非常快, 其积分结果可以看作是零, 而对于那些倾斜角度与 θ_{mn} 差距不大的干涉条纹成分, 其被积函数的相位在积分路径上的变化可能并不大, 因而其积分结果并不等于零. 所以 $G_1(x)$ 在积分区域有限的情况下积分结果记为 $R(x)$, 通常情况下, $R(x)$ 值很小, 可以忽略.

参考文献

- [1] Chuprov S D (Ed. By Brekhovskikh L M and Andreev I B) 1982 *Ocean Acoustics: Current State* (Moscow: Nauka) p71
- [2] Brekhovskikh L M, Lysanov Yu P 2002 *Fundamentals of Ocean Acoustics* (Moscow: AIP Press) pp143–148
- [3] Cockrell K L, Schmidt H 2011 *J. Acoust. Soc. Am.* **130** 72
- [4] Turgut A, Orr M, Rouseff D 2010 *J. Acoust. Soc. Am.* **127** 73
- [5] Cockrell K L, Schmidt H 2010 *J. Acoust. Soc. Am.* **127** 2780
- [6] Thode A M, Kuperman W, Dspain G L, Hodgkiss W 2000 *J. Acoust. Soc. Am.* **107** 278
- [7] Thode A M 2000 *J. Acoust. Soc. Am.* **108** 1582
- [8] Zhao Z D, Wang N, Gao D Z, Wang H Z 2010 *Chin. Phys. Lett.* **27** 064301
- [9] Yang T C 2003 *J. Acoust. Soc. Am.* **113** 1342
- [10] Tao H, Krolik J L 2008 *J. Acoust. Soc. Am.* **123** 1338
- [11] Su X X, Zhang R H, Li F H 2006 *Acta Acustica* **31** 305 (in Chinese) [苏晓星, 张仁和, 李风华 2006 声学学报 **31** 305]
- [12] Hodgkiss W S, Song H C, Kuperman W A 1999 *J. Acoust. Soc. Am.* **105** 1597
- [13] Kim S, Kuperman W A, Hodgkiss W S, Song H C, Edelmann G F, Akal T 2003 *J. Acoust. Soc. Am.* **114** 145
- [14] Shang E C, Wu J R, Zhao Z D 2012 *J. Acoust. Soc. Am.* **131** 3691
- [15] Potty G, Miller J, Lynch J, Smith K 2000 *J. Acoust. Soc. Am.* **108** 973

- [16] Bonnel J, Gervaise C, Nicolas B, Mars J 2012 *J. Acoust. Soc. Am.* **131** 119
- [17] Heaney K D 2004 *IEEE J. Ocean. Eng.* **29** 88
- [18] Ren Q Y, Hermand J P 2013 *J. Acoust. Soc. Am.* **133** 82
- [19] Lu L C, Ma L 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 024305 (in Chinese) [鹿力成, 马力 2015 物理学报 **64** 024305]
- [20] Bonnel J, Le T G, Nicolas B, Jérôme I M 2013 *IEEE Signal Proc. Mag.* **30** 120
- [21] Hough P V C 1962 US Patent No. 3069654
- [22] Deans S R 1983 *The Radon Transform and Some of Its Applications* (New York: Wiley)
- [23] Rouseff D 2001 *Waves in Random Media* **11** 377
- [24] Rouseff D, Zurk L M 2011 *J. Acoust. Soc. Am.* **130** 76
- [25] Zhao Z D, Wu J R, Shang E C 2015 *J. Acoust. Soc. Am.* **138** 223.
- [26] Zhang W Z, Chen Q, Du D, Sun Z G 2005 *J. Tsinghua Univ. (Sci. & Tech.)* **45** 1446 (in Chinese) [张文增, 陈强, 都东, 孙振国 2005 清华大学学报 **45** 1446]
- [27] Liu J, Saito Y, Kong X H, Wang H, Wen C, Yang Z G, Nakashima R 2010 *Marine Geology* **278** 54
- [28] Zhang J Q 2012 *Ph. D. Dissertation* (Qingdao: Ocean University of China) (in Chinese) [张军强 2012 博士学位论文 (青岛: 中国海洋大学)]

Concept of waveguide invariant spectrum and algorithm for its extraction^{*}

Song Wen-Hua¹⁾ Wang Ning^{1)†} Gao Da-Zhi¹⁾ Wang Hao-Zhong¹⁾ Qu Ke²⁾

1) (Department of Marine Technology, Ocean University of China, Qingdao 266100, China)

2) (School of Electronic and Information Engineering, Guangdong Ocean University, Zhanjiang 524088, China)

(Received 30 December 2016; revised manuscript received 19 March 2017)

Abstract

There are two kinds of definitions for waveguide invariant β . One is defined according to the striation slope of acoustic interference patterns, and the other is defined on the basis of dispersion characteristics of acoustic modes. The first definition is appropriate for engineering applications, while the second is suitable for theoretical analysis. However, the two definitions are not consistent with each other for a waveguide with thermoclines, because modal dispersion in such a waveguide can be very different for different modes and different frequencies. In such cases, the waveguide invariant defined according to modal dispersion can take many different values, which are referred to as the spectrum of waveguide invariant (β spectrum for short) in the paper. Each β spectrum can be related to some interference striation patterns with corresponding striation slopes. The sound field is composed of many modes, so the interference pattern is the summation of many components of different striation slopes and may be very complicated as a result of the diversity of β spectrum. In such a case one single β is not able to describe the complicated interference pattern adequately; instead multiple values of β spectrum are required. From the point of view of engineering application, however, the present β -extracting methods can only give one optimal value, and thus a lot of information is lost. In this paper an algorithm for doing so, called β spectrum separation technique, is proposed. By adopting the concept of integral projection used in digital image processing, the image of acoustic intensity is projected at different angles to separate out the striations of different slopes; and then fast Fourier transform (FFT) is applied to the projected curve in order to isolate striations of different spacing from each other. The values for β spectrum can be computed according to striation slopes, which are also mapped into the positions of their corresponding acoustic modal horizontal wavenumber differences in the wavenumber domain. The applicability of this algorithm for the extraction of β spectrum is tested and verified by simulation results and experiment data. It is shown that the algorithm can separate out each β spectrum of different intensity components from acoustic interference structure. The algorithm maps β spectrum into a two-dimensional plane thereby being able to suppress noise more effectively and work in the condition of low signal-to-noise ratio compared with the already-existing β -extracting algorithms.

Keywords: waveguide invariant spectrum, striation slope, striation separation distance, integral projection

PACS: 43.30.+m, 43.60.+d

DOI: 10.7498/aps.66.114301

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11674294, 11374271) and the Natural Science Foundation of Guangdong Province, China (Grant No. 2014A030310256).

[†] Corresponding author. E-mail: wangyu@public.qd.sd.cn