

T.C.

GEBZE YÜKSEK TEKNOLOJİ ENSTİTÜSÜ

MÜHENDİSLİK VE FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

**SONLU UZUNLUKLU İNCE DAİRESEL
SİLİNDİRDEN SKALER DALGALARIN
KIRINIMI**

Metin DUMANLI

YÜKSEK LİSANS TEZİ

ELEKTRONİK ANABİLİM DALI

66009

Tez Danışmanı

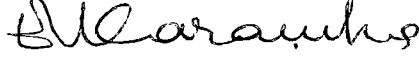
Yrd.Doç.Dr.Ertuğrul KARAÇUHA

GEBZE

TEMMUZ 1997

Bu tez çalışması, G.Y.T.E. Mühendislik ve Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulu'nun ~~14.03.1992~~ tarih ve ~~92/16~~ sayılı kararıyla oluşturulan jüri tarafından ~~Elektronik Müh.~~ Anabilim dalında YÜKSEK LİSANS Tezi olarak kabul edilmiştir.

JÜRİ

ÜYE : 
(Tez Danışmanı) : Y.Doç.Dr. Ertuğrul KARAÇUHA
Gebze Yüksek Teknoloji Enstitüsü
Mühendislik Fak. Elektronik Müh. Blm.

ÜYE : 
Prof.Dr. Alinur BÜYÜKAKSOY
Gebze Yüksek Teknoloji Enstitüsü
Fen Fakültesi

ÜYE : 
Prof.Dr. Eren ERDOĞAN
İstanbul Teknik Üniversitesi
Elektrik-Elektronik Fakültesi

ONAY

G.Y.T.E. Mühendislik ve Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulu'nun ~~09.09.1992~~ tarih ve ~~92/21~~ sayılı kararı.


İmza/Mühür

ÖZET

Bu çalışmada; skaler dalgaların, sonsuz ince ve sonlu uzunluklu dairesel silindirik ekrandaki kırınımının, sınır değer probleminin, matematiksel olarak oldukça gelişmiş ve nümerik olarak etkili yeni bir yöntemle çözümü öngörülmüştür. Yöntem; Orthogonal Polinomlar yaklaşımıyla, analitik regülarizasyon yöntemindeki fikirler tabanında geliştirilmiştir. Önerilen regülarizasyon prosedürünün doğrultusunda; başlangıç sınır değer problemleri; eşdeğer olarak, ikinci dereceden sonsuz lineer cebir denklemleri sistemine; yani, ℓ uzayında kareleri toplanabilir dizilerden oluşan, $(I + H)x = b$ tipi bir denkleme indirgenmiştir. Bu denklem; prensipte, kesme yöntemiyle nümerik olarak istenilen doğrulukta çözümlenebilir.



ABSTRACT

A new strong mathematically rigorous and numerically effective method for solving the boundary value problem of scalar wave diffraction by an infinitely thin circular cylindrical screen of finite length is proposed. The method is based on the combination of the Orthogonal Polynomials Approach, and on the ideas of the methods of analytical regularization

As a result of the suggested regularization procedure, the initial boundary value problems equivalently reduced to the infinite system of the linear algebraic equations of the second kind, i.e. to an equation of the type $(I + H)x = b$ in the space ℓ_2 of square summable sequences. This equation can be solved numerically by means of truncation method with in principle, any required accuracy.

TEŞEKKÜR

Tez çalışmam sırasında yakın ilgi ve teşviklerini esirgemeyen sayın hocam Y. Doç. Dr. Yury A.Tuchkin ve Y. Doç. Dr. Ertuğrul Karaçuha'ya, benim için huzurlu bir çalışma ortamı sağlayan Gebze Yüksek Teknoloji Enstitüsü'ne ve eşim D. Tuba Dumanlı'ya ayrıca çalışmalarım sırasında yardımcı olan bütün arkadaşlarıma teşekkürlerimi bir borç bilirim.



ÇİNDEKİLER



ÖZET.....	IV
ABSTRACT.....	V
TEŞEKKÜR.....	VI
ÇİNDEKİLER.....	VII
1. GİRİŞ.....	1
1.1 Konu ve önemi.....	1
1.2 Tezin Amacı ve İçeriği.....	2
1.3 Kullanılan Notasyon.....	4
2. PROBLEMİN FORMÜLASYONU VE ÇÖZÜMÜ.....	5
2.1 PROBLEMİN FORMÜLASYONU.....	5
2.2 İki Boyutlu İntegral Denklemin Tek Boyutlu İntegrallerden Oluşan Sonsuz Bir Kümeye İndirgenmesi.....	9
3. LOGARİTMİK TEKİLLİKLİ İNTEGRAL DENKLEMİN ÇÖZÜM YÖNTEMİ.....	13
4. SONUÇ.....	18
5. KAYNAKLAR.....	19
ÖZGEÇMİŞ.....	21

BÖLÜM 1

GİRİŞ



1.1 KONU VE ÖNEMİ

Son otuz yıl boyunca pek çok bilim adamının dikkatleri; modern kırınım teorisinin kanonik yapıları olan; ve bu tezde incelenen silindirik ekranında dahil olduğu; kapatılmamış ekranların oluşturduğu açık yapıların kırınım problemlerine yönelmiştir. Modern kırınım teorisinin evrensel yada özel yöntemleri bu yapılara uygulanarak, rölatif etkisi ve doğruluğu kıyaslanmıştır.

Bütün bu yöntemler iki ana gruba ayrılabilir: Moment yöntemi, sonlu fark yöntemi gibi yöntemlerin dahil olduğu 'direkt yöntemler' ve integral transformasyonları ile değişkenlerine ayrıştırma yöntemine dayalı 'nümerik - analitik' yöntemler.

Birinci grup yöntemler; başlangıç sınır değer problemini fonksiyonel denklemlere yada 1. dereceden denklem sistemlerine indirger. Bu tür sistemin en büyük dezavantajı: Kullanılan nümerik proseslerin; oldukça büyük sistemler için kararsız olması, dolayısıyla yöntemin doğruluğu ve olabilirliği üzerinde güçlü kısıtlamalara sebebiyet vermesidir.

İkinci gruba dahil yöntemler, kural olarak bu tür bir dezavantajdan bağımsızdırlar ve 2. dereceden fonksiyonel denklem oluştururlar. Ancak bu tür yöntemler sadece incelenen ekran yapıları için oluşturulmuş oldukça özel denklemlerdir.

Bizim çalışmamızın esas amacı; 1. grup yöntemler gibi evrensel ve 2. grup yöntemlerden elde edilen cebirsel denklemler gibi karakterize olan, bir yöntem yada yöntemler sınıfı geliştirmektir. Önerilen yöntem G. Ya. Popov'un yazılarındaki (örnek olarak [1,2]'ye bakınız.) ve [3-5] makalelerindeki analitik regülarizasyon yöntemine dayanır.

Yarı ters prosedür formundaki analitik regülarizasyon tekniği Z. S. Arganovich, V. A. Marchenko ve V. P. Shestopulov'un [6] makalesinde kırınım teorisine uygulanmıştır.

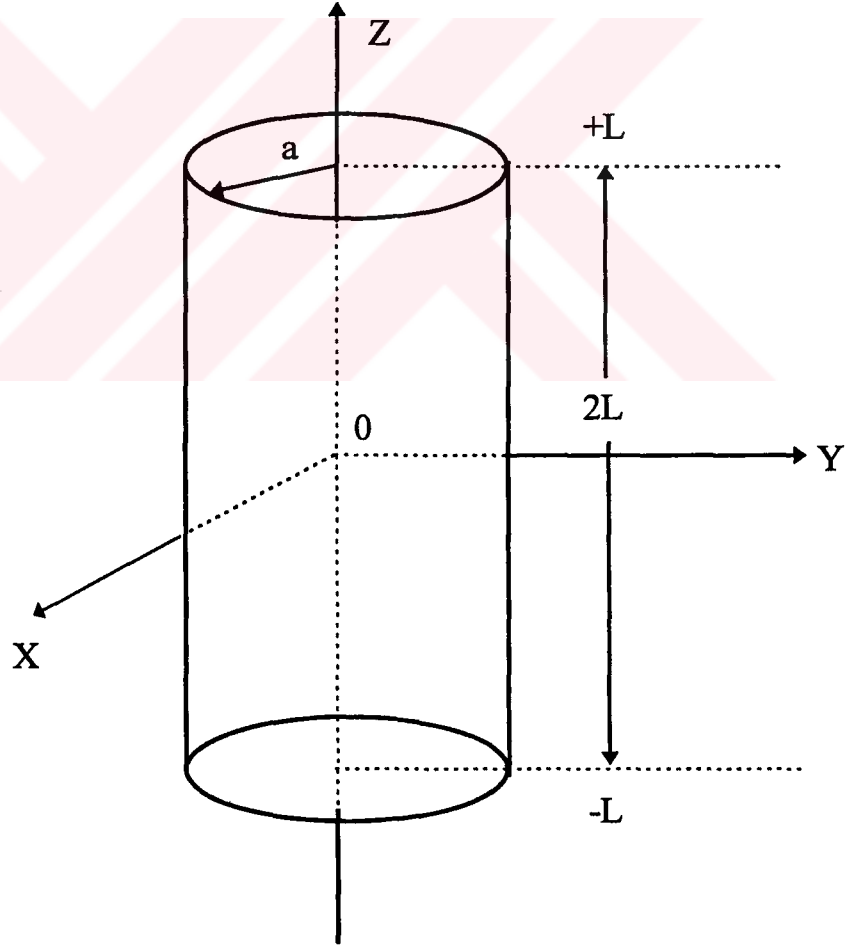
Son otuz yılda; Orthogonal Polinomlar Yaklaşımı ve analitik regülarizasyon yöntemlerinin, elastikiyet ve kırınım teorisindeki uygulamaları yoğun ilgi görmüştür. (örneğin, [7-9] eserleri ve [10-12]'ye özellikle bakınız.) Şu anda bu keşiflerden doğan

düşünceler Matematiksel Fizik ve nümerik uygulamaları alanında birer klasik olarak kabul edilebilir.

Burada anılan yöntem; yukarıda anlatılan kanonik problemin çözümüne adanmıştır. Bu yöntem; direkt yöntemlere, ileri analitik regülarizasyonun sonsuz cebirsel sistemlerinin uygulamasını içerir. Bu son aşama nümerik-analitik yöntemlerin karakteristik özelliğidir. Şu anda kullanılmış olan teknik oldukça evrenseldir ve çok komplike yapılar için kolayca genelleştirilebilir.

1.2 TEZİN AMACI VE İÇERİĞİ

Bu çalışmada; Helmholtz denklemlerini sağlayan skaler dalgaların, sonsuz ince ve sonlu uzunluktaki dairesel silindirik ekranda, kırınımı probleminin çözümünde kullanılabilecek, matematiksel olarak oldukça gelişmiş ve sayısal olarak etkili yeni bir yöntem sunulmaktadır. [şekil 1.]



Şekil 1. Dairesel Silindir

Çalışmada kullanılan, direkt ve nümerik-analitik yöntemler kısaca şöyle açıklanabilir: Öncelikle Helmholtz denklemi için verilen Dirichlet kırımın sınır değeri problemiyle başladık. Green formülünü kullanarak saçılan alanın integral gösterilimini elde ettik. S yüzeyi üzerindeki integral gösterilimi; üç boyutlu serbest uzaydaki Green fonksiyonuyla, saçılan alanın S yüzeyindeki normal türevlerinden elde edilecek olan bilinmeyen bir fonksiyonla, çarpımını içerir.

Bu integral gösteriliminde, sınır şartlarının yerine konulması sonucunda; 1. dereceden ilgili integral denklem elde edilir. Bu iki boyutlu integral denklemin; S yüzeyindeki Fourier transformu; denklemi; çekirdekleri ve logaritmik tekillikleriyle birlikte tek boyutlu 1. dereceden bir integral denkleme indirger. Orthogonal polinomlar yöntemi; bu tek boyutlu integral denklemlerin fonksiyonlarını, bilinmeyen katsayılarından oluşmuş, 1. dereceden Chebyshev polinomlarını içeren sonsuz Fourier-Chebyshev dizileri şeklinde gösterebilmemizi sağlar. Chebyshev polinomlarının, orthogonal özelliğini kullanarak, her bir tek boyutlu integral denklem; aşağıda verilen 1. türden sonsuz cebrik sisteme indirgenebilir:

$$Ax = b, \quad (1)$$

bu konvansiyonal Orthogonal Polinomlar Metodu kullanımının bir sonucudur.

Bu cebirsel sistem için analitik regülarizasyon prosedürü son derece basit bir forma sahiptir. Bilinmeyenlerin yeni kolon vektörlerini; $y = R^{-1}x$, şeklinde lineer ters çevrilebilir R operatörü ile tanımlamak gerekir ve denklem (1) 'in her iki tarafına etkide bulunabilmek içinde lineer ters çevrilebilir L operatörü ile tanımlamak gerekir. Sonuç olarak denklem (1) aşağıdaki forma dönüştürülebilir;

$$LARy = Lb, \quad (2)$$

En önemli şey, çift taraflı düzenleyici (L, R) 'yi diagonal matris çifti haline getirebilmektir. Bu çarpım aşağıdaki forma sahiptir:

$$LAR = I + H, \quad (3)$$

H ; kareleri toplanabilir dizilerden oluşmuş ℓ_2 Hilbert uzayında, kompakt bir operatördür. Böylece; yukarıda bahsedilen her bir boyutlu integral denklem, eşdeğer olarak 2. türden aşağıdaki gibi bir denkleme indirgenebilir.

$$(I + H)y = c, \quad y, c \in \ell_2, \quad (4)$$

H, ℓ_2 'de kompakt bir operatördür.

Bu denklemin karakteristik özellikleri şunlardır;

1) Kısaltılmış sistemlerin y^N çözümleri

$$(I + H^N)y = c^N \quad (5)$$

denklem (4)'de verilen y^∞ çözümüne yönelir:

$$\|y^\infty - y^N\| \rightarrow 0, \quad N \rightarrow \infty \text{ için,} \quad (6)$$

denklemlerdeki H^N ve c^N , ler sonlu boyutsal operatörler ve kolon - vektörlerinin bir kümesidir, ve

$$\|H - H^N\| \rightarrow 0, \quad \|c - c^N\| \rightarrow 0, \quad N \rightarrow \infty, \text{ için} \quad (7)$$

sağlanır.

2) Şart sayıları;

$$v_N = \|I + H^N\| \cdot \|(I + H^N)^{-1}\| \quad (8)$$

kısaltılmış sistemlerde tekdüze sınırlanmıştır ve sonlu boyutlara sahiptir

$$v_N \leq \text{const}, \quad v_N \rightarrow v_\infty = \|I + H\| \cdot \|(I + H)^{-1}\| \quad (9)$$

Bu yüzden; kısaltılmış sistemlerin gerçek nümerik proses yöntemiyle çözümü, büyük N değerleri için oldukça kararlıdır.

Sonuç olarak; başlangıç kırınım probleminin çözümü nümerik yöntemlerle prensip olarak istenilen herhangi bir doğrulukta bulunabilir.

1.3 KULLANILAN NOTASYON

Bu tezde kullanılan notasyonlar, genel olarak, herkes tarafından yaygın biçimde kullanılan standart notasyonlardır. Bu nedenle, bunları ayrıca burada belirtmeye gerek duymuyoruz.

BÖLÜM 2

PROBLEMİN FORMÜLASYONU VE ÇÖZÜMÜ

2.1 PROBLEMİN FORMÜLASYONU

$2L$ sonlu uzunluklu, a yarıçaplı ve sonsuz incelikte dairesel silindirik bir ekranı göz önünde bulunduralım.[şekil 1.]. S yüzeyinin dış hatları civarında Helmholtz denklemini sağlayan $u^i(p)$, skaler dalgasının bu silindir üzerine düşürüldüğünü varsayalım. Bu durumda Helmholtz denklemini sağlayan saçılan alanı, yani $u^s(p)$ 'yi bulmak gerekir.

$$(\Delta + k^2)u^s(p) = 0, \quad p \in R^3 \setminus S, \quad (2.1)$$

Sommerfeld radyasyon koşulları:

$$\lim_{|p| \rightarrow \infty} |p| \left(\frac{\partial u^s(p)}{\partial |p|} - iku^s(p) \right) = 0 \quad (2.2)$$

ve Dirichlet sınır şartları aşağıda verilecektir.

Silindirin; sonsuz ince bir ayırıtının bulunması nedeniyle, Dirichlet sınır probleminin klasik yaklaşımını kullanamayız.[13]

Bu yüzden, S yüzeyini açık bir küme olarak tanımlıyoruz ve $\mathcal{A}^{(\pm)}$ 'yi de manifold S 'i sınırlayan alt ve üst hatlar olarak kullanıyoruz

$$S = \{ (\rho, \varphi, z) : \rho = a, \varphi \in [-\pi, \pi], z \in (-L, L) \} \quad (2.3)$$

$$\mathcal{A}^{(\pm)} = \{ (\rho, \varphi, z) : \rho = a, \varphi \in [-\pi, \pi], z = \pm L \} \quad (2.4)$$

burada (ρ, φ, z) kullanılan silindirik koordinat sistemindeki kordinatlardır.

İkinci olarak, $grad u^s(p)$ 'nin aşağıdaki gösterilime sahip olduğunu varsayıyoruz

$$gradu^s(p) = \left[dist(p, \mathcal{A}^{(+)}) \cdot dist(p, \mathcal{A}^{(-)}) \right]^{-1/2} \Phi(p), \quad p \in R^3 \setminus \bar{S} \quad (2.5)$$

burada $\bar{S} = S \cup \mathcal{A}^{(+)} \cup \mathcal{A}^{(-)}$, ve $dist(p, \mathcal{A}^{(\pm)})$ fonksiyonlarında p noktasının, $\mathcal{A}^{(+)}$ veya $\mathcal{A}^{(-)}$ çevrelerine olan uzaklığıdır ve aşağıdaki limitlerde geçerlidir:

$$u^{(\pm)}(p) = \lim_{h \rightarrow +0} u^s(p \pm hn_p) \quad p \in \bar{S} \quad (2.6)$$

$$\Phi^{(\pm)}(p) = \lim_{h \rightarrow +0} \Phi(p \pm hn_p) \quad p \in \bar{S} \quad (2.7)$$

bunlar $\bar{S}$ yüzeyi boyunca tüm noktalarda üniformdur, ve $u^{s(\pm)}(p)$, $\Phi^{(\pm)}(p)$ $p \in S$ limit fonksiyonları Hölder sınıfı problemleridir. Burada n_p , $\bar{S}$ yüzeyinin elemanı olan, p noktasındaki, $\bar{S}$ yüzeyinden dışa doğru olan birim normal vektördür, yani $n_p = e_\rho$, e_ρ silindirik kordinat sisteminde ρ koordinatının birim normal vektörüdür. (2.1) eşitliğine göre;

$$u^s(p) \in C^2(R^3 \setminus S). \quad (2.8)$$

olduğu söylenebilir.

Bütün bunları göz önünde bulundurarak; Dirichlet sınır koşulunu aşağıdaki gibi tanımlayabiliriz:

$$u^{s(+)}(p) + u^i(p) = u^{s(-)}(p) + u^i(p) = 0, \quad p \in S. \quad (2.9)$$

(2.5)-(2.7) formüllerinden, bunların fiziksel literatürde iyi bilinen, ince ayırıt yakınındaki Meixner durumları olduğu kolayca anlaşılmaktadır.

Standart tekniği kullanarak [13], $u^s(q)$ 'nun, kırınım sınır değer probleminin tek çözümü olduğu gösterilebilir.

Aşağıdaki integrali göz önüne alalım,

$$W(q) = \int_S G(q, p) Z(p) ds_p, \quad q \in R^3 \setminus \bar{S}, \quad (2.10)$$

$G(q, p)$, R^3 uzayındaki Green fonksiyonudur.

$$G(q, p) = -\frac{1}{4\pi} \frac{e^{ik|q-p|}}{|q-p|} \quad (2.11)$$

$Z(p)$ ise aşağıdaki tipte bir fonksiyondur,

$$Z(p) = [dist(p, \mathcal{A}^{(+)}) \cdot dist(p, \mathcal{A}^{(-)})]^{-1/2} h(p), \quad p \in S, \quad (2.12)$$

$h(p)$, $\bar{S}$ yüzeyinde Hölder sınıfından bir fonksiyondur.

Formül (2.10)'da verilen integral tek tabakanın genelleştirilmiş potansiyeli olarak kabul edilebilir, ayrıca $Z(p)$ 'nin (2.12)'de verilen özelliğinden dolayı, bu potansiyelin aşağıdaki özelliklere sahip olduğu ispatlanabilir:

1) $\bar{S}$ yüzeyinde üniformalık vardır. [2.6], [2.7]

$$W^{(\pm)}(q) = \int_S G(q, p) Z(p) ds_p, \quad q \in \bar{S}; \quad (2.13)$$

$$\frac{\partial W^{(\pm)}(q)}{\partial n} = \int_S \frac{\partial G(q, p)}{\partial n_q} Z(p) ds_p \pm \frac{1}{2} Z(q), \quad q \in S; \quad (2.14)$$

2) $W^{(\pm)}(q)$ 'lar S yüzeyinde türevleri alınabilir fonksiyonlardır ve bunların yüzey gradyanları (2.12). formüldeki gibi, $\bar{S}$ yüzeyinde Hölder sınıfı vektör-fonksiyon olan $h(p)$ 'ler gibi gösterilebilir.

3) Formül (2.14)'te verilen integral, Cauchy asal değer integrali anlamında vardır ve $\bar{S}$ yüzeyinde Hölder sınıfından bir fonksiyondur.

(2.14) formülünden aşağıdaki sonuç çıkarılabilir,

$$\frac{\partial W^{(+)}(q)}{\partial n} - \frac{\partial W^{(-)}(q)}{\partial n} = Z(p), \quad q \in S. \quad (2.15)$$

Green formülü tekniği kullanılarak elde edilen, (2.1)-(2.9) formüllerinde belirtilen kırımın probleminin çözümü olan $u^s(q)$; aşağıdaki gösterilime sahiptir

$$u^s(q) = \int_S G(q, p) \cdot \delta \frac{\partial u^s(p)}{\partial n} ds_p, \quad q \in R^3 \setminus \bar{S} \quad (2.16)$$

burada,

$$\delta \frac{\partial u^s(p)}{\partial n} = \frac{\partial u^{s(+)}(p)}{\partial n} - \frac{\partial u^{s(-)}(p)}{\partial n}, \quad p \in S. \quad (2.17)$$

dir.

(2.5) ve (2.7) nolu formüllere göre $\delta \frac{\partial u^s}{\partial n}$, (2.12)'de verilen forma sahiptir ve (2.16)'da verilen integral (2.10), (2.12)'de verilen genelleştirilmiş tek tabaka potansiyeli olarak kabul edilebilir. (2.16) nolu formülün sağ tarafındaki bölümünü (2.9)'daki sınır değerlerine yerleştirdiğimizde, formül (2.13)'e göre aşağıdaki integral bağıntıyı elde ederiz.

$$\int_S G(q, p) \delta \frac{\partial u^s(p)}{\partial n} ds_p = -u'(q), \quad q \in S. \quad (2.18)$$

Şimdi aşağıdaki fonksiyonu, bilinmeyen fonksiyon olarak dikkate alalım

$$Z(p) = \delta \frac{\partial u^s(p)}{\partial n} \quad (2.19)$$

ve (2.18)'deki bağıntıyı da integral denklemi olarak;

$$\int_S G(q, p) Z(p) ds_p = -u'(q), \quad q \in S \quad (2.20)$$

bu integraldeki, bilinmeyen fonksiyon $Z(p)$ (2.12)'deki gibi bir gösterilime sahiptir.

İntegral (2.10)'un; $Z(p)$, (2.20)'yi sağlayan yoğunluk fonksiyonu olmak üzere (2.1)-(2.9)'da incelenen kırımın probleminin bir çözümü olduğu kolayca ispat edilebilir.

(2.20) denkleminin, $Z_1(p)$ ve $Z_2(p)$ gibi iki çözümü olduğunu kabul edelim, bu durumda $Z_1(p) = Z_2(p)$, $p \in S$ olduğunu ispat etmeliyiz. Aslında $Z_0(p) = Z_1(p) - Z_2(p)$ 'de (2.20)'deki homojen denklemin bir çözümüdür. (2.10)'da verilen integrali $W_0(q)$ olarak varsayalım, bu durumda $Z(p) = Z_0(p)$ bir çözümdür. $Z_0(p)$, (2.20)'deki homojen integralin bir çözümü olduğundan, formül (2.13)'e göre $W_0(q)$, (2.1)-(2.9)'da verilen homojen sınır değer probleminin çözümüdür ($u'(p) \equiv 0$ varsayılıyor). Yukarıda bahsettiğimiz gibi sınır değer probleminin çözümü; eğer varsa, tektir. Bu yüzden $W_0(q) \equiv 0$, $q \in R^3$ olmalıdır. Bu gerçek ve formül (2.20)'nin direkt sonucu olarak $Z_0(p) = 0$, $p \in S$ olmalıdır. Bu yüzden (2.20)'deki integral denklemin çözümü, eğer varsa (2.12) sınıfında tektir.

Böylece kırımın sınır problemi eşdeğer olarak, (2.20) ve (2.12)'de verilen 1. türden integral denklemlere indirgenmiş oldu.

2.2 İKİ BOYUTLU İNTEGRAL DENKLEMİN TEK BOYUTLU İNTEGRALLERDEN OLUŞAN SONSUZ BİR KÜMEYE İNDİRGENMESİ

Denklem (2.20)'yi yukarıda belirtilen silindirik koordinatlarda (ρ, φ, z) tekrar yazalım. Aşağıdaki fonksiyonları elde ederiz

$$R(z, \varphi) = \left\{ z^2 + 4a^2 \sin^2 \frac{\varphi}{2} \right\}^{\frac{1}{2}}, \quad \varphi \in [-2\pi, 2\pi], \quad z \in [-2L, 2L]; \quad (2.21)$$

$$\tilde{G}(z, \varphi) = -\frac{1}{4\pi} \frac{e^{ikR(z, \varphi)}}{R(z, \varphi)}; \quad (2.22)$$

$$\tilde{g}(z_q, \varphi_q) = -u'(q), \quad q = (a, \varphi_q, z_q) \in S; \quad (2.23)$$

$$\tilde{Z}(z_p, \varphi_p) = Z(p), \quad p = (a, \varphi_p, z_p) \in S. \quad (2.24)$$

$q = (a, \varphi_q, z_q)$, ve $p = (a, \varphi_p, z_p)$, $q, p \in S$, noktaları arasındaki uzaklık $|q - p|$ silindirik koordinat sisteminde aşağıdaki gibi verildiğinden;

$$|q - p| = R(z_q - z_p, \varphi_q - \varphi_p) \quad (2.25)$$

denklem (2.20)'deki integral $\tilde{Z}(z_p, \varphi_p)$ bilinmeyen fonksiyonuyla birlikte aşağıdaki gibi yazılabilir;

$$a \int_{-L}^L \int_{-\pi}^{\pi} \tilde{Z}(z_p, \varphi_p) \tilde{G}(z_q - z_p, \varphi_q - \varphi_p) d\varphi_p dz_p = \tilde{g}(z_q, \varphi_q), \quad z_q \in [-L, L], \varphi_q \in [-\pi, \pi] \quad (2.26)$$

Yeni değişkenler, $u = z_q/L$ ve $v = z_p/L$ 'yi kullanarak denklem (2.26) yeniden şu şekilde yazılabilir;

$$aL \int_{-1}^1 \int_{-\pi}^{\pi} \hat{Z}(v, \varphi_p) \cdot \hat{G}(u - v, \varphi_q - \varphi_p) d\varphi_p dv = \hat{g}(u, \varphi_q), \quad u \in [-1, 1], \varphi_p \in [-\pi, \pi], \quad (2.27)$$

burada

$$\hat{G}(t, \varphi) = \tilde{G}(tL, \varphi), \quad t \in [-2, 2]; \quad (2.28)$$

$$\hat{Z}(v, \varphi_p) = \tilde{Z}(vL, \varphi), \quad v \in [-1, 1]; \quad (2.29)$$

$$\hat{g}(u, \varphi_q) = \tilde{g}(uL, \varphi_q), \quad u \in [-1, 1]. \quad (2.30)$$

şeklinde verilmektedir.

$\hat{G}(t, \varphi)$, $\hat{Z}(v, \varphi)$ ve $\hat{g}(u, \varphi)$ fonksiyonları, Fourier serileriyle temsil edilebilirler:

$$\hat{G}(t, \varphi) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} G_m(t) e^{im\varphi}, \quad \varphi \in [-\pi, \pi], \quad t \in [-2, 2]; \quad (2.31)$$

$$\hat{Z}(v, \varphi) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} Z_m(v) e^{im\varphi}, \quad \varphi \in [-\pi, \pi], \quad t \in [-2, 2]; \quad (2.32)$$

$$\hat{g}(u, \varphi) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} g_m(u) e^{im\varphi}, \quad \varphi \in [-\pi, \pi], \quad t \in [-2, 2], \quad (2.33)$$

$G_m(t)$, $Z_m(v)$ ve $g_m(u)$ fonksiyonları aşağıdaki gibidir;

$$G_m(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} e^{-im\varphi} \hat{G}(t, \varphi) d\varphi, \quad t \in [-2, 2]; \quad (2.34)$$

$$Z_m(v) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} e^{-im\varphi} \hat{Z}(v, \varphi) d\varphi, \quad v \in [-1, 1] \quad (2.35)$$

$$g_m(u) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} e^{-im\varphi} \hat{g}(u, \varphi) d\varphi, \quad u \in [-1, 1] \quad (2.36)$$

(2.31)-(2.33)'de verilen formüllerin formül (2.27)'ye yerleştirilmesiyle denklem aşağıdaki formda elde edilir;

$$aL \int_{-1-\pi}^1 \int_{-\pi}^{\pi} \sum_{n=-\infty}^{\infty} Z_n(v) e^{in\varphi_p} \sum_{m=-\infty}^{\infty} G_m(u-v) e^{im(\varphi_q - \varphi_p)} d\varphi_p dv = \sum_{m=-\infty}^{\infty} g_m(u) e^{im\varphi_q},$$

$$u \in [-1, 1], \varphi_q \in [-\pi, \pi] \quad (2.37)$$

İntegrasyonun düzenini değiştirdikten sonra her bir dizinin terim, terim φ_p 'ye göre integrasyonundan sonra $\{e^{im\varphi}\}_{m=-\infty}^{\infty}$, fonksiyonlar sisteminin orthogonal özelliklerini kullanarak, iki Fourier serisi eşitliği ve sonuç olarak, karşı gelen fourier katsayıları bulunabilir, yani;

$$2\pi La \int_{-1}^1 G_m(u-v)Z_m(v)dv = g_m(u), \quad u \in [-1,1] \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots \quad (2.38)$$

elde edilir.

Böylece, (2.20)'deki integral denklem, 1. dereceden, (2.21), (2.22), (2.28) ve (2.34) çekirdeklerine sahip, bilinmeyen fonksiyonlar $Z_m(v)$ 'lerden oluşmuş aralarında bağılantısız sonsuz integral denklemi (2.38)'e indirgenmiş olur. $Z_m(v)$ 'ler çok açık olarak, aşağıdaki forma sahiptir; ((2.12), (2.24), (2.29), (2.35) formüllerine bakınız).

$$Z_m(v) = (1-v^2)^{-1/2} h_m(v), \quad v \in (-1,1), \quad (2.39)$$

$h_m(v)$ ' ler $[-1,1]$ aralığında Hölder sınıfı fonksiyonlardır.

Denklem (2.38) için bir çözüm yöntemi geliştirmeden önce, çekirdek $G_m(t)$ 'nin tekil yapısı ve düzlük özelliklerini anlamalıyız. Şurası açıktır ki $G_m(t)$ herhangi bir $t \neq 0$, noktasında sonsuz düzgün bir fonksiyondur, ve $G_m(t)$ fonksiyonunun $t = 0$ noktası yakınlarındaki davranışı ayrıntılı açıklamalar gerektirir. İntegral (2.34)'ün $\hat{G}(t, \varphi)$ fonksiyonuyla analizi, $G_m(t)$ 'nin aşağıdaki forma sahip olduğunu gösterir;

$$G_m(t) = \frac{1}{4\pi^2 a} \ln|t| \{1 - t^2 A_2^m - t^4 A_4^m + t^5 \psi_0(t)\} + \psi_1(t) \quad (2.40)$$

Buradaki $\psi_0(t)$ ve $\psi_1(t)$ 5 kez sürekli olarak türevleri alınabilir fonksiyonlardır, A_2^m ve A_4^m değerleri sabittirler ve

$$A_2^m = \frac{(kL)^2}{4} - \frac{m^2 - 1/4}{4} \left(\frac{kL}{ka}\right)^2. \quad (2.41)$$

dir.

(2.40)'daki gösterim bizim amaçlarımıza uygun olarak $G_m(t)$ fonksiyonunun tekil davranışını tam olarak verir. Buna bağlı olarak, $K_m(t)$ 'yi aşağıdaki eşitlik vasıtasıyla tanımlayalım.

$$-4\pi\alpha G_m(t) = -\frac{1}{\pi} \ln|t| + K_m(t), \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots \quad (2.42)$$

(2.40)-(2.42) formüllerinden $K_m(t)$ fonksiyonlarının aşağıdaki gösterilime sahip olduğu kolayca gösterilebilir

$$K_m(t) = t^2 \ln|t| \cdot \{A_2^m + t^2 A_4^m + t^3 \psi_0(t)\} - 4\pi\alpha \psi_1(t) \quad (2.43)$$

A_2^m , A_4^m katsayıları ve $\psi_0(t)$, $\psi_1(t)$, fonksiyonları formül (2.40)'dakiyle aynıdır.

(2.42)'yi kullanarak ve denklem (2.38)'i, (-2) ile çarparak, bu denklem aşağıdaki forma dönüştürülebilir.

$$\int_{-1}^1 \left\{ -\frac{1}{\pi} \ln|u-v| + K_m(u-v) \right\} \hat{Z}_m(v) dv = -2g_m(u), \quad u \in [-1, 1], \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (2.44)$$

ile bilinmeyen fonksiyon

$$\hat{Z}_m(v) = LZ_m(v), \quad (2.45)$$

Bu gösterilimde tabiki (2.39)'deki gösterilimle aynıdır.

Böylece; (2.20)'deki integral denklemi; eşdeğer olarak tip (2.44)'deki 1. dereceden bağlantısız sonsuz integraller denklemine indirgenmiş oldu. Bu denklemin çekirdekleri, özel logaritmik tekillikler ve karşı gelen düz fonksiyonun toplamıdır. Denklemin her çözümü, (2.39) 'daki forma benzer bir gösterilime sahip olmalıdır.

Daha öncede ispatladığımız gibi, denklem (2.20)'nin eğer bir çözümü varsa, bu tek olmalıdır. Denklem (2.44) yukarıdaki fourier transformundan elde edildiğinden (herşeyden önce (2.24), (2.35) ve (2.45)nolu formüllere bakınız), her denklemin çözümünün, eğer varsa tek olduğu kolayca ispatlanabilir.

BÖLÜM 3

LOGARİTMİK TEKİLLİKLİ İNTEGRAL DENKLEMİN ÇÖZÜM YÖNTEMİ

Burada, aşağıdaki gibi bir integral denklemi inceleyeceğiz.

$$\int_{-1}^1 \left\{ -\frac{1}{\pi} \ln|u-v| + K(u,v) \right\} z(v) dv = b(u), \quad u \in [-1,1] \quad (3.1)$$

(3.1)'deki $z(v)$, bilinmeyen fonksiyondur ve diğer tüm fonksiyonların bilindiği varsayılmaktadır. Bilinmeyen $z(v)$ fonksiyonunun aşağıdaki gibi bir forma sahip olduğunu varsayalım;

$$z(v) = (1-v^2)^{-1/2} m(v), \quad v \in [-1,1] \quad (3.2)$$

$[-1,1]$ aralığında Hölder sınıfından bir fonksiyon olan $m(v)$, ile $b(u)$ fonksiyonunun yeterince düzgün fonksiyon olduğu varsayılmaktadır

$$\psi(\vartheta, \tau) = K(\cos \vartheta, \cos \tau), \quad \vartheta, \tau \in [0, \pi] \quad (3.3)$$

fonksiyonunda düzgün fonksiyon sayılmaktadır; çünkü, bu bir sürekli fonksiyondur ve 1. türevleri aşağıdaki gibidir;

$$\psi(\vartheta, \tau), \quad \frac{\partial \psi(\vartheta, \tau)}{\partial \vartheta}, \quad \frac{\partial \psi(\vartheta, \tau)}{\partial \tau} \in C([0, \pi] \times [0, \pi]) \quad (3.4)$$

bu fonksiyonun karma türevi de kareleri integre edilebilir bir fonksiyondur:

$$\frac{\partial^2 H(\vartheta, \tau)}{\partial \vartheta \partial \tau} \in L_2([0, \pi] \times [0, \pi]) \quad (3.5)$$

(2.44)'de bulunan bütün denklemlerin (3.1)'in özel bir durumu olduğu kolayca gösterilebilir.

Aşağıda; $\hat{T}_n(x)$, 1. türden Orthonormal Chebyshev polinomlarını kullanacağız; bunların her biri iyi bilinen standart 1. dereceden Chebyshev polinomlarıyla birleştirilmiştir:

$$\hat{T}_n(x) = d_n^{-1} T_n(x), \quad x \in [-1,1] \quad (3.6)$$

burada; $d_0 = \pi^{1/2}$ ve $d_n = (\pi/2)^{1/2}$, $n \neq 0$ olarak verilir,

$$\int_{-1}^1 (1-x^2)^{-1/2} \hat{T}_n(x) \hat{T}_m(x) dx = \delta_{m,n}, \quad m, n = 0, 1, 2, 3, \dots \quad (3.7)$$

δ_{mn} Kronecker delta'dır ve; her bir $m \neq n$ için. $\delta_{n,n} = 1$ ve $\delta_{mn} = 0$ 'dır.

[14]. kaynak kitaptaki, 5.4.2.9 formülüne göre:

$$\sum_{n=1}^{\infty} \frac{\cos nx}{n} = -\ln \left| 2 \sin \frac{x}{2} \right|, \quad x \in [-2\pi, 2\pi] \quad (3.8)$$

temel fonksiyonlardan sonra, aşağıdaki eşitlik elde edilir;

$$-\frac{1}{\pi} \ln|u-v| = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\hat{T}_n(u) \hat{T}_n(v)}{\gamma_n^2}, \quad u, v \in [-1, 1] \quad (3.9)$$

burada

$$\gamma_0 = (\ln 2)^{-1/2}; \quad \gamma_n = |n|^{1/2}, \quad n \neq 0 \quad (3.10)$$

dur.

$z(v)$, $b(u)$ ve $K(u, v)$ fonksiyonlarının yukarıda bahsedilen özelliklerine göre; bunları, kendilerine karşılık gelen Fourier-Chebyshev serileri cinsinden yazabiliriz:

$$z(v) = (1-v^2)^{-1/2} \sum_{n=0}^{\infty} Z_n \hat{T}_n(v), \quad v \in (-1, 1); \quad (3.11)$$

$$b(u) = \sum_{n=0}^{\infty} b_n \hat{T}_n(u), \quad u \in [-1, 1]; \quad (3.12)$$

$$K(u, v) = \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} k_{mn} \hat{T}_m(u) \hat{T}_n(v), \quad u, v \in (-1, 1); \quad (3.13)$$

burada; $\{z_n\}_{n=0}^{\infty}$ değerleri, bilinmeyen katsayılarıdır ve $\{b_n\}_{n=0}^{\infty}$ ile $\{k_{mn}\}_{m,n=0}^{\infty}$ değerleri ise; $b(u)$ ve $K(u, v)$ fonksiyonlarının Fourier Chebyshev katsayılarıdır.

$$b_n = \int_{-1}^1 (1-u^2)^{-1/2} b(u) \hat{T}_n(u) du = d_n^{-1} \int_0^{\pi} b(\cos \varphi) \cos n\varphi d\varphi; \quad (3.14)$$

$$k_{mn} = \int_{-1}^1 \int_{-1}^1 \frac{K(u,v) \hat{T}_m(u) \hat{T}_n(v)}{(1-u^2)^{1/2} (1-v^2)^{1/2}} du dv = \quad (3.15)$$

$$= d_n^{-1} d_m^{-1} \int_0^\pi \int_0^\pi K(\cos \vartheta, \cos \tau) \cos m \vartheta \cos n \tau d\vartheta d\tau. \quad (3.16)$$

k_{mn} katsayılarının aşağıdaki eşitsizliği sağladığı ispatlanabilir:

$$\sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} (1+n^2)(1+m^2) |k_{mn}|^2 < \infty, \quad (3.17)$$

Yukarıdaki eşitsizlik; (3.3)-(3.5) ve (3.16)' nolu formüller ile (3.15) formülünden parçalar halinde integral alma yoluyla ve Parsevale eşitliğini kullanarak elde edilebilir.

(3.11)-(3.13) ve (3.9)' nolu serilerin sağ kısımlarını, denklem (3.1)' de yerine koyup, integral ve toplamların sırasını değiştirir ve denklem (3.7)' yide kullanırsak, aşağıdaki sonucu elde edebiliriz.

$$\sum_{n=0}^{\infty} \gamma_n^{-2} z_n \hat{T}_n(u) + \sum_{n=0}^{\infty} \left(\sum_{s=0}^{\infty} k_{ns} z_s \right) \hat{T}_n(u) = \sum_{n=0}^{\infty} b_n \hat{T}_n(u), \quad u \in [-1,1] \quad (3.18)$$

$\{\hat{T}_n(u)\}_{n=0}^{\infty}$ fonksiyonlar sisteminin orthogonal özellikleri ((3.7) nolu formüle bakınız) ve tamlığı; bize son formülün sol ve sağ kısımlarının Fourier-Chebyshev katsayılarını verir.

$$\gamma_n^{-2} z_n + \sum_{s=0}^{\infty} k_{ns} z_s = b_n, \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (3.19)$$

(3.19)' da ki denklemler kesme prosüdürüyle çözülebilecek sonsuz cebirsel sistem olarak ele alınabilir. Ancak, bu sistem 1. türdendir ve bu yüzden, bu sistemi ilgili regülarizasyon prosüdürüne dönüştürmek gerekir.

Bu amaçla, yeni bilinmeyen katsayıları şöyle tanımlayalım:

$$y_n = z_n / \gamma_n, \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (3.20)$$

ve (3.19)' deki denklemin her iki tarafını γ_n ile çarpalım; sonuç olarak aşağıdaki denklemi elde ederiz;

$$y_n + \sum_{s=0}^{\infty} \gamma_n \gamma_s k_{ns} y_s = \gamma_n b_n, \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (3.21)$$

Aşağıdaki katsayıları tanımlayalım

$$\hat{k}_{ns} = \gamma_n \gamma_s k_{ns}, \quad n=0,1,2,\dots, \quad (3.22)$$

matris-operatörü,

$$\hat{K} = \{k_{ns}\}_{n,s=0}^{\infty} \quad (3.23)$$

ve kolon-vektörlerini;

$$y = \{y_n\}_{n=0}^{\infty} ; \quad \hat{b} = \{\hat{b}_n\}_{n=0}^{\infty} ; \quad \hat{b}_n = \gamma_n b_n. \quad (3.24)$$

Sonuç olarak, sistem (3.21) aşağıdaki gibi yazılabilir;

$$y_n + \sum_{s=0}^{\infty} \hat{k}_{ns} y_s = \hat{b}_n, \quad n=0,1,2,\dots \quad (3.25)$$

ve fonksiyonel denklemin formu;

$$(I + \hat{K})y = \hat{b}, \quad y, \hat{b} \in \ell_2. \quad (3.26)$$

şeklinde olur.

(3.17) ve (3.22) formüllerinden

$$\sum_{n=0}^{\infty} \sum_{s=0}^{\infty} (1+n)(1+s) |k_{ns}|^2 < \infty \quad (3.27)$$

dur, $\hat{K}$ operatörü kompaktır ve Hilbert-Schmidt operatörüdür.

(3.11), (3.20) ve (3.24) nolu formüller yardımıyla; denklem (3.26)'nın çözümü olan y , şayet varsa; denklem (2.44)'ün herhangi bir $z(v)$ çözümü; için bulunabilir. Aynı formüllerle ters yönde işlem yapılırsa, denklem (3.26)'nın çözümünden, denklem (3.1)'in çözümü; şayet varsa, bulunabilir. Buna göre (3.1) ve (3.26) nolu denklemler eşdeğerdir.

Denklem (3.1)'in; denklem (2.44) için ispatladığımız özelliklerle, aynı özelliğe sahip olduğunu varsayalım; bu durumda denklem (3.1)'in çözümü olan $z(v)$, şayet varsa tek çözümdür. Bu gerçekten hareketle ve 2. türden kompakt operatöre sahip denklemlerin Fredholm alternatifinden iyi bilindiği üzere; denklem (3.26)'ı keyfi bir sağ taraflı vektör $\hat{b}$ için bir çözüme sahiptir, yani $(I + H)^{-1}$ operatörü vardır.

Bu durumda; denklem (3.26)'nın sayısal çözümünü gerekli herhangi bir doğrulukta hesaplamak mümkündür (Giriş kısmına bakınız).

Şimdi (2.44)'te verilen sonsuz integral denklemleri kümesine geri dönelim. Bu denklemlerden her biri (3.1)'deki forma

$$K(u, v) = K_m(u - v) \quad (3.28)$$

ile birlikte sahiptir ve sonuç olarak her biri (3.26)'da verilen sonsuz cebirsel denkleme, aşağıdaki matris operatörle birlikte, indirgenebilir

$$\hat{K} = \hat{K}^m \equiv \left\{ k_{ns}^m \right\}_{s,n=0}^{\infty} \quad (3.29)$$

bu eşitlik (3.28), (3.15), (3.16), (3.22) ve (3.23) nolu formüller aracılığıyla elde edilebilir. $\hat{K}^m$ operatörleri, (3.27)'de verilen özelliğe, kendi $k_{ns} = k_{ns}^m$, katsayıları için sahiptir, ve bunlar ℓ_2 , uzayında kompakt operatörlerdir.

Bu yüzden, (2.44)'te verilen sonsuz integral denklemleri kümesi, ℓ_2 uzayında tanımlanan aşağıdaki sonsuz kümeye indirgenebilir;

$$(I + \hat{K}^m)y^m = \hat{b}^m, \quad y^m, \hat{b}^m \in \ell_2, \quad m=0,1,2,\dots \quad (3.30)$$

$\hat{K}^m$ operatörleri ℓ_2 'de kompaktır.

Daha öncede ispatladığımız gibi; (2.44)'deki her bir denklemin çözümü, şayet varsa, tektir. Buna göre, yukarıda da sonuçlandırdığımız gibi aynı özellik (3.30)'da ki her bir denklem içinde geçerlidir, ayrıca Fredholm alternatifine göre, (3.30)'da ki kümenin her bir denklemini sadece tek bir çözüme sahiptir. Buna göre; (2.44), (2.26) ve (2.20)'deki her bir denklem bu özelliğe sahiptir. Denklem (2.20)'nin tek çözümü olan, $Z(p)$, formül (2.10) aracılığıyla (2.1)-(2.9)'da verilen Dirichlet kırımın sınır değer probleminin çözümünü üretir. $Z(p)$ fonksiyonu; (3.30)'da verilen y^m , $m=0,1,2,\dots$ çözümlerinden, (2.24), (2.29), (2.32), (2.45) formülleri ile (3.11) ve (3.20) tipi formüllerin ters sırada alınması aracılığıyla elde edilebilir. Böylece:

a) (2.1)-(2.9)'da verilen Dirichlet kırım problemiyle, (3.30)'da verilen 2. türden sonsuz cebrik sistemler kümesinin eşitliğini, ve;

b) Bu kırım probleminin sadece tek bir çözüme sahip olduğunu ispat etmiş olduk.

BÖLÜM 4

SONUÇ

Sonlu uzunlukta, sonsuz incelikteki dairesel silindirde; skaler dalga kırınımının Dirichlet sınır değer problemi çözülmüş oldu. Çözüm, ℓ_2 'de kompakt olan operatörlerle birlikte; ℓ_2 uzayında, matematiksel anlamda 2. türden fonksiyonel denklemlerin sonsuz kümesine indirgenmiş oldu. Böyle sonsuz cebirsel denklem sistemlerinden oluşan her bir denklem, sadece tek bir çözüme sahiptir. Bu çözüm; cebirsel sistem için verilen kesme prosedürüyle bulunabilir. Bu fonksiyonel denklemin; sonsuz çözümler kümesi, sınır değer probleminin tek çözümünü üretir.

Bu sonuçlar; konvansiyonel Orthogonal Polinomlar Metoduyla, Analitik Regülerizasyon Yönteminin birleştirilmesinden oluşturulmuş olan, teklif edilen yeni yöntem aracılığıyla alınmıştır. Böylece; bizim yaklaşımımızın, oldukça geniş olan kırınım probleminin, sayısal ve teorik olarak incelenmesinde, oldukça güçlü bir araç olduğu gösterilmiştir.

Kaynaklar

- [1] G. Ya. Popov. On one approximate method for solving the integral equation of wave diffraction by finite width strip.-Zhurnal tekhnicheskoy fiziki, 1965, v. 35, n. 3, p.p. 381-389 (in Russian).
- [2] G. Ya. Popov. On Orthogonal polynomials method in contact problem of the elasticity theory. - Prikladnaya matematika i. mekhenica, 1969, V. 33, N3 (in Russian)
- [3] Yu. A. Tuchkin. Wave scattering by unclosed cylindrical screen of arbitrary profile with Dirichlet boundary condition. - Soviet Physics Doklady, 1985, v. 30. p.p. 1027-1030
- [4] Yu. A. Tuchkin. Wave scattering by unclosed cylindrical screen of arbitrary profile with Neumann boundary condition. - Soviet Physics Doklady, 1987, v. 32, p.p. 213-216
- [5] Yu. A. Tuchkin. Regularization of boundary value problem of wave diffraction by toroidal screen of arbitrary profile. - in the book: Electrodynamics of open structure of millimeter and submillimeter wave range. - publishing house of IRE Acad. Sci. The Ukr. SSSR, Kherkov, 1990 (in Russian)
- [6] Z. S. Agranovich, V.A. Macrhenko and V.P. Shestopalov. Diffraction of the electromagnetic waves on metall gratings Zhurnal tekhn. fiziki., v. 32, N4, 1962, p.p. 381-394 (in Russian).
- [7] G. Ya. Popov. Contact problem for linear-deformable basis. - Kiyev, Odessa, Vyscha shkola, 1982 (in Russian).
- [8] G. Ya. Popov. Concentration of elastic stress near press tools, slits, thin inclusion and strengths.- Moscow, Nauka, 1982 (in Russian).
- [9] V. M. Aleksandrov, E. V. Kovalenko, Problems of mechanics of solid medium with mixed boundary conditions. - Moscow Nauka, 1986 (in Russian).
- [10] V. P. Shestopalov. and Method of Riemman-Hilbert problem in diffraction and electromagnetic wave propagation theories. - Kharkov, publishing house of Kharkov university, 1971, 400 p. (in Russian).
- [11] V. B. Shestopalov. Dual series equations in modern diffraction theory. - Kiyev, publishing house Naukova Dumhka, 1983, 252 p. (in Russian).

- [12] V. P. Shestopalov. Spectral theory and excitation of open structures.- Kiyev, publishing house Naukova Dumka, 1987, 252 p. (in Russian).
- [13] D. Colton, R. Kress. Integral equation methods in scattering theory.-Wiley, 1983.
- [14] A. P. Prudnikov, Yu. A. Brychkov, and O. I. Marichev. Integrals and series. Elementary functions (v.1).- Moscov, Nauka, 1981,798 p. (in Russian)



ÖZGEÇMİŞ

Metin Dumanlı, 1967 yılında Erzurum’da doğdu. İlk ve orta öğrenimini burada tamamladıktan sonra, 1985 yılında liseyi 1.’likle bitirdi. Aynı yıl Yıldız Teknik Üniversitesi, Mühendislik Fakültesi Elektrik Mühendisliği Bölümüne girdi. 1990 yılında TCDD. Haydarpaşa Liman İşletmesi’nde elektrik mühendisi olarak çalışmaya başladı. 1994 yılında GYTE’nde Elektronik Mühendisliği dalında yüksek lisans öğrenimine başladı. 1996 yılında TCDD Haydarpaşa Liman İşletmesi’nden yatay geçişle GYTE’ne araştırma görevlisi olarak geçti. Evli olan Metin Dumanlı, halen GYTE’nde araştırma görevlisi olarak çalışmaktadır.

