



دانشکده علوم

گروه فیزیک

پایان نامه جهت اخذ درجه کارشناسی ارشد رشته ی ژئوفیزیک گرایش
ژئومغناطیس

عنوان پایان نامه

کاربرد تبدیلات اندازه در تفسیر بی هنجاری های مغناطیسی

استاد راهنما:

دکتر محسن اویسی موخر

نام دانشجو:

رحمت پور احمد

مهرماه 1387

This document was created with Win2PDF available at <http://www.daneprairie.com>.
The unregistered version of Win2PDF is for evaluation or non-commercial use only.

چکیده :

هدف از این پایان نامه ارائه و بررسی یک سری از تبدیلات جدید به نام تبدیلات اندازه است. در اینجا ابتدا به معرفی آنالیز طیفی جهت آشنایی با معادلات ریاضی مورد نیاز پرداخته ایم سپس سیگنال تحلیلی و اویلر را معرفی نمودیم تا در نهایت نتایج حاصل از سیگنال تحلیلی و اویلر را با تبدیلات اندازه مقایسه کنیم. در اینجا ما تبدیلاتی را بر اساس عملکرد مشتق به عنوان گرادیان میدان و مدول های آن معرفی می کنیم. در این تبدیلات حساسیت به جهت بردار مغناطش کاهش می یابد و موقعیت بیشینه بی هنجاری روی چشمه ایجاد می شود. این تبدیلات بر اساس ویژگی های مخصوص بردار بی هنجاری مغناطیسی و مشتقات آنها پایه گذاری شده اند و به طور نسبی غیر حساس به جهت بردار مغناطش چشمه بوده و مرکزیت بالایی از خود نشان می دهند. جهت به دست آوردن این تبدیلات فقط به محاسبه مشتق اول افقی مولفه های بی هنجاری مغناطیسی به دست آمده از بی هنجاری کل نیاز داریم.

این تبدیلات را برای چشمه های فرو متالیک (آهنی فشرده) مثل مین های منفجر نشده در زمین های لم یزرع مورد مطالعه قرار دادیم، مقادیر پارامترهای به دست آمده را با روش اویلر دی کانولوشن مقایسه کردیم. مقایسه نشان داد که روش پیشنهاد شده نتایج عمقی مشابهی با روش اویلر دارد.

در پایان تبدیلات اندازه را با عملگر انتقال به قطب مقایسه کردیم. مشاهده شد که در عرض های پایین عملگر انتقال به قطب اغتشاشاتی را در جهت زاویه انحراف میدان مغناطیسی دارد در حالی که چون تبدیلات اندازه به طور نسبی غیر حساس به جهت بردار مغناطش هستند، نتایج بهتری از عملگر انتقال به قطب بخصوص در عرض های پایین دارند.

مزایای تبدیلات اندازه :

1- محاسبه تبدیلات اندازه فقط نیاز به دانستن زاویه میل و انحراف میدان ژئومغناطیسی دارد نه زاویه میل و انحراف بردار مغناطش چشمه.

2- تبدیلات اندازه به طور قابل ملاحظه ای پایدار تر از عملگر انتقال به قطب هستند، و به همین دلیل از اغتشاش بی هنجاری تبدیل یافته در جهت زاویه انحراف ژئومغناطیسی جلوگیری می کنند.

3- تبدیلات اندازه به خوبی روی جسم بی هنجاری تمرکز می کنند و گاهی کمتر از سیگنال تحلیلی به بردار مغناطش وابستگی نشان می دهند.

4- تبدیلات اندازه نوع های متفاوتی از پتانسیل مغناطیسی را نشان می دهند و بر تاثیر بخش های متفاوت چشمه مغناطیسی در عمق تاکید می کنند.

This document was created with Win2PDF available at <http://www.daneprairie.com>.
The unregistered version of Win2PDF is for evaluation or non-commercial use only.

فهرست مطالب

صفحه	عنوان
۱	فصل اول : آنالیز طیفی بی هنجاری های منشوری شکل
۲	۱-۱ مقدمه
۴	۲-۱ بی هنجاری مغناطیسی حاصل از اجسام منشوری شکل
۵	۳-۱ مدل منشوری شکل با کناره های قائم نامحدود
۷	۴-۱ طیف پیوسته میدان مغناطیسی کل یک بی هنجاری به شکل منشور مکعب مستطیل
۸	۵-۱ سری فوریه
۹	۶-۱ اصول آنالیز طیفی
۱۰	۷-۱ منشور مکعب مستطیل با کناره های قائم
۱۴	۱-۷-۱ فاکتور هندسی
۱۶	۲-۷-۱ فاکتور جهت بردار میدان
۱۷	۳-۷-۱ فاکتور عمق
۱۷	۸-۱ یک جسم منشوری با گسترش عمقی محدود
۲۰	۱-۸-۱ نتایج حاصل از نمودار
۲۱	۹-۱ طیف اجسام کم عمق و نازک
۲۱	۱۰-۱ طیف فاز
۲۱	۱۱-۱ طیف دامنه دو بعدی مربوط به منشوری با مغناطش
۲۴	فصل دوم : طیف توان و یک مدل آماری برای تفسیر داده های مغناطیس هوایی
۲۵	۱-۲ مدل های پایه ی ژئوفیزیکی
۲۶	۲-۲ رابطه طیف دامنه در دو بعد در مختصات قطبی
۲۷	۳-۲ طیف توان در مختصات قطبی
۲۷	۴-۲ یک مجموعه از بلوک ها
۲۸	۱-۴-۲ فاکتور اندازه مغناطش منشورها
۲۸	۲-۴-۲ فاکتور زاویه میل و زاویه انحراف میدان مغناطیسی
۲۹	۳-۴-۳ فاکتور زاویه میل و زاویه انحراف بردار مغناطش
۳۰	۵-۲ خواص طیف توان یک بعدی
۳۰	۱-۵-۲ تاثیر عمق میانگین منشورها بر روی شکل طیف توان بی هنجاری مغناطیسی
۳۱	۲-۵-۲ تاثیر فاکتور ضخامت یا گسترش عمقی منشور ها بر روی طیف توان بی هنجاری
۳۱	۶-۲ بررسی اثرات دو مجموعه از بلوک ها
۳۳	فصل سوم: سیگنال تحلیلی و اوپلر
۳۴	۱-۳ تبدیل هیلبرت
۳۶	۱-۱-۳ تعاریف پایه
۳۶	۲-۳ برگردان به قطب
۳۸	۱-۲-۳ تبدیل مؤلفه قائم مغناطیسی

فهرست مطالب

صفحه	عنوان
۴۰	۲-۲-۳ تبدیل میدان کل
۴۱	۳-۳ تئوری روش سیگنال تحلیلی
۴۲	۱-۳-۳ روابط اساسی و حل مسأله موجود
۵۱	۴-۳ سیگنال تحلیلی سه بعدی
۵۴	۵-۳ اعمال سیگنال تحلیلی بعد از عملیات برگردان به قطب
۵۴	۱-۵-۳ مدل سازی
۵۷	۳-۵-۲ مثال صحرایی
۵۹	۶-۳ روش اویلر
۵۹	۱-۶-۳ تئوری اویلر
۶۰	۲-۶-۳ شاخص ساختاری
۶۱	۳-۶-۳ معایب روش اویلر
۶۳	فصل چهارم: تبدیلات میدان مغناطیسی با حساسیت کم به جهت مغناطش چشمه و مرکزیت بالا
۶۴	۱-۴ تبدیلات میدان مغناطیسی با حساسیت کم به جهت مغناطش چشمه و مرکزیت بالا
۶۵	۲-۴ خواص پایه مدول بردار میدان مغناطیسی کل
۶۶	۳-۴ محاسبه مشتقات میدان
۶۸	۴-۴ فرمولهای انتقال
۶۹	۵-۴ خواص تبدیلات مغناطیسی معرفی شده
۶۹	۶-۴ وابستگی به جهت بردار مغناطش
۷۳	۷-۴ مرکزیت
۷۴	۸-۴ اثر تداخل
۷۵	۹-۴ محاسبه تبدیلات
۷۶	۱۰-۴ مدل‌های مصنوعی
۸۱	۱۱-۴ مثال صحرایی بی‌هنجاری‌های مغناطیسی و تبدیلات آنها در ناحیه بورگاس
۸۶	فصل پنجم: تعیین پارامترهای یک شیء فرومیتالیک (آهنی فشرده) با تبدیلات اندازه
۸۷	۱-۵ مقدمه
۸۸	۲-۵ تبدیلات چشمه ی دو قطبی
۹۳	۳-۵ مقایسه با نگرش سیگنال تحلیلی
۹۶	۴-۵ مثال
۱۰۰	۵-۵ مثال صحرایی

فهرست مطالب

صفحه	عنوان
۱۰۵	فصل ششم: تحلیل داده‌های مغناطیسی در عرض‌های پایین
۱۰۶	۱-۶ تحلیل داده‌های مغناطیسی در عرض‌های پایین با استفاده از تبدیلات اندازه
۱۰۶	۲-۶ عملگرهای تبدیلات اندازه و انتقال به قطب
۱۰۹	۳-۶ مثال‌های مصنوعی در عرض‌های مغناطیسی پایین
۱۱۳	۴-۶ مدل دایک
۱۱۵	۵-۶ مدل استوانه‌ای
۱۱۷	۶-۶ تحلیل میدان مغناطیسی عرض‌های پایین ناحیه دیکسون سیمونت
۱۲۰	۷-۶ بحث و نتیجه گیری
	مراجع
۱۲۲	مراجع

فهرست اشکال

صفحه	عنوان
۷	شکل ۱-۱ یک المان حجمی از منشور مکعب مستطیل
۱۲	شکل ۲-۱ یک المان حجمی از منشور وسیستم مختصات
۱۷	شکل ۳-۱ رسم تابع اثر ابعاد افقی جسم روی طیف بی هنجاری
۱۹	شکل ۴-۱ نمودار تابع $k_o h_t$ بر حسب $\frac{h_b}{h_t}$
۲۱	شکل ۵-۱ رسم تابع فاکتور عمق H_n بر حسب k
۲۳	شکل ۶-۱ نمودار پربندی طیف دامنه دو بعدی میدان کل یک بی هنجاری منشوری شکل
۲۴	شکل ۷-۱ نمودار پربندهای طیف دامنه دو بعدی یک بی هنجاری منشوری شکل
۲۶	شکل ۱-۲ مکعب مستطیل باکناره های قائم موازی (یک مدل)
۳۱	شکل ۲-۲ منحنی تغییرات $\ln < s^2(r) >$ بر حسب r
۳۳	شکل ۳-۲ اثر ضخامت روی شکل طیف توان
۳۹	شکل ۱-۳ صفحه (π) سطحی است که داده ها روی آن برداشت می شوند
۴۳	شکل ۲-۳ یک جسم دو بعدی
۴۴	شکل ۳-۳ بی هنجاری مغناطیسی ناشی از مدل پله
۴۵	شکل ۴-۳ عناصر میدان مغناطیسی زمین
۵۰	شکل ۵-۳ منحنی دامنه $a(x) = T^2(x) + H^2(x)$ سیگنال تحلیلی
۵۲	شکل ۶-۳ مدل تئوری: (a) بی هنجاری میدان کل و مشتق افقی (b) دامنه سیگنال تحلیلی مدل مورد نظر
۵۵	شکل ۷-۳ طرح روش سیگنال تحلیلی در تعیین ماکزیمم های دامنه و شکل منبع
۵۶	شکل ۸-۳ پربند میدان کل برای بی هنجاری مغناطیسی
۵۶	شکل ۹-۳ سیگنال تحلیلی بی هنجاری مغناطیسی مورد نظر
۵۷	شکل ۱۰-۳ برگردان به قطب بر روی داده ها
۵۷	شکل ۱۱-۳ سیگنال تحلیلی اعمال شده بعد از اعمال صافی برگردان به قطب
۵۸	شکل ۱۲-۳ ساختار زمین شناسی منطقه مورد مطالعه
۵۹	شکل ۱۳-۳ پربند میدان کل برای بی هنجاری مغناطیسی
۵۹	شکل ۱۴-۳ برگردان به قطب بر روی داده ها
۶۰	شکل ۱۵-۳ سیگنال تحلیلی اعمال شده بعد از اعمال صافی برگردان به قطب
۷۳	شکل ۱-۴ نمودار انتگرال انحراف S میدان مغناطیسی بی هنجاری ΔT و Z و تبدیلات آنها
۷۴	شکل ۲-۴ نمودار انحراف نسبی ماکزیمم اصلی میدان مغناطیسی بی هنجاری ΔT و Z و تبدیلات آنها
۷۸	شکل ۳-۴ نقشه یک مدل ۳D میدان ΔT در شکل (a) و تبدیلات T و R و E و Q و L
۷۹	شکل ۴-۴ نقشه یک مدل ۳D میدان ΔT در شکل (a) و تبدیلات آن یعنی R و T و E و Q و L
۸۰	شکل ۵-۴ نقشه یک مدل ۳D میدان ΔT در شکل (a) و تبدیلات آن یعنی R و T و E و Q و L
۸۱	شکل ۶-۴ یک پروفیل مدل دو بعدی بی هنجاری ΔT و تبدیلات T , R , L ایجاد شده
۸۲	شکل ۷-۴ پروفیل های دو بعدی مدل بی هنجاری های ΔT و تبدیلات T , R , L
۸۳	شکل ۸-۴ نقشه بی هنجاری های میدان مغناطیسی در ناحیه بورگاس در جنوب شرقی بلغارستان
۸۴	شکل ۹-۴ نقشه تبدیل مغناطیسی T(nT) در ناحیه بورگاس

فهرست اشکال

صفحه	عنوان
۸۵	شکل ۴-۱۰ نقشه تبدیل مغناطیسی $E(nT/km)$ در ناحیه بورگاس
۸۶	شکل ۴-۱۱ نقشه تبدیل مغناطیسی $L(nT/km)$ در ناحیه بورگاس
۹۲	شکل ۵-۱ فاکتور های میل $i = \{TR, TE, TL, EL, RL\}$ و $f_i(I)$ بر حسب زاویه میل چشمه
۹۵	شکل ۵-۲ نمودار ضریب مرکزیت $C(I,D)$ سیگنال تحلیلی میدان اندازه گرفته شده ΔT
۹۶	شکل ۵-۳ نقشه پربندهای مدل ۳ بعدی میدان ΔT و تبدیلات محاسبه شده A, T, R, E, L یک جسم
۹۸	شکل ۵-۴ نقشه های پربندی نسبت های تبدیلات اندازه یعنی $2H/Z, R/L, E/L, (T/L)^{1/2}, T/E, T/R$
۱۰۳	شکل ۵-۵ نقشه میدان مغناطیسی اندازه گیری شده T
۱۰۴	شکل ۵-۶ نقشه تبدیل L میدان مغناطیسی بی هنجاری روی زمینهای مین گذاری شده لم یزرع
۱۱۰	شکل ۶-۱ نمودار دامنه عملگرها: (a) انتقال به قطب, (b) $\Delta T \rightarrow X_a$ (خط نقطه) و $\Delta T \rightarrow Y_a$
۱۱۲	شکل ۶-۲ (a) بی هنجاری مغناطیسی کل $\Delta T [nT]$, (b) میدان انتقال به قطب $\Delta T [nT]$
۱۱۳	شکل ۶-۳ (a) بی هنجاری مغناطیسی کل $\Delta T [nT]$, (b) میدان انتقال به قطب $\Delta T [nT]$
۱۱۵	شکل ۶-۴ (a) بی هنجاری مغناطیسی کل $\Delta T [nT]$, (b) میدان انتقال به قطب $\Delta T [nT]$
۱۱۷	شکل ۶-۵ (a) بی هنجاری مغناطیسی کل $\Delta T [nT]$, (b) میدان انتقال به قطب $\Delta T [nT]$
۱۲۰	شکل ۶-۶ (a) بی هنجاری مغناطیسی کل $\Delta T [nT]$, (b) میدان انتقال به قطب $\Delta T [nT]$

فهرست جداول

صفحه	عنوان
۲۰	جدول ۱-۱ مقدار k_0 و $\lambda_0 = \frac{2\pi}{k_0}$ جسم مغناطیسی با ضخامت واحد
۲۰	جدول ۲-۱ مقادیر k_0 و λ_0 با کاهش h_b
۴۴	جدول ۱-۳ C و ϕ برای میدانهای کل، عمودی و افقی
۵۵	جدول ۲-۳ مقادیر شاخص ساختاری و فاکتور شکل برای چشمه های مغناطیسی دو بعدی
۶۲	جدول ۳-۳ مقادیر شاخص ساختاری در بی هنجاری های مغناطیسی
۱۰۰	جدول ۱-۵ پارامترهای مدل تخمین زده شده با تبدیلات اندازه
۱۰۱	جدول ۲-۵ مقادیر متوسط و محدوده اعتماد پارامترهای چشمه برای نسبتهای سیگنال به نویز متفاوت
۱۰۲	جدول ۳-۵ تخمین پارامترهای دو قطبی روی داده های مغناطیسی هوایی ناحیه ی زمینهای جنوب داکوتای آمریکا
۱۰۵	جدول ۴-۵ تخمین پارامترهای یک سایت مین گذاری شده با تبدیلات اندازه و مقایسه آنها با نتایج

فصل اول

آنالیز طیفی بی هنجاری های منشوری شکل

۱-۱ مقدمه [Telford et al., 1976]

در جهان امروز اهمیت منابع زیر زمینی بر هیچکس پوشیده نیست. کشورهایی که سرشار از اینگونه منابع هستند و خود اقدام به استخراج این منابع میکنند تبدیل به قطب صنعتی شده اند. اکتشاف این منابع نیازمند روشهایی کارا، دقیق و کم هزینه است که میتوان در علم ژئوفیزیک به جستجوی چنین روشهایی پرداخت. ژئوفیزیک علم مطالعه زمین و ساختارهای متنوع آن با استفاده از روشهای مختلف فیزیکی می باشد. تاریخچه این علم به سالها پیش برمی گردد. مطالعه خاصیت مغناطیسی زمین از جمله قدیمی ترین شاخه های ژئوفیزیک است. علم مغناطیس از مشاهده این که برخی سنگها تکه های آهن را جذب میکنند سرچشمه گرفت. واژه مغناطیس از ماگنیزیا، منطقه ای در آسیای صغیر گرفته شده است. زمین به عنوان یک آهنربای بزرگ است که اثر آن بر عقربه های قطب نما از زمان های قدیم شناخته شده است. آثار میدان مغناطیسی نیز از همان زمانیکه آثار مغناطیسی برای اولین بار مشاهده گردید شناخته شده می باشد. از سه قرن پیش مشخص شده بود که زمین به صورت یک مغناطیس بزرگ و تا اندازه ای نا منظم رفتار می کند. بررسی های علمی ویلیام گیلبرت (۱۶۰۳-۱۵۴۰) در مورد خاصیت مغناطیسی زمین و نظریه نیوتن در مورد گرانش را می توان شروع علم ژئوفیزیک دانست. گیلبرت نشان داد که میدان مغناطیسی زمین هم ارز یک مغناطیس ماندگار است که در راستایی عموماً شمالی - جنوبی نزدیک محور چرخش زمین قرار گرفته است.

تاریخچه معدن شناسی و جستجوی فلزات به زمان های اولیه بر می گردد ولی ثبت علمی در این مورد در سال ۱۵۵۶ میلادی با انتشار مقاله مشهور ((دو-رو-متالیکا))^۲ توسط جورجیوس آگریکولا^۳ که سال ها به عنوان کار معتبری در معدن شناسی به حساب می آمد شروع شد. قدم ابتدایی در کاربرد ژئوفیزیک به منظور جستجوی کانی ها احتمالاً در سال ۱۸۴۳ برداشته شد. در این زمان فن ورده^۴ خاطر نشان کرد که تعددیت مغناطیسی که لامن^۵ برای اندازه گیری میدان مغناطیسی زمین به کار می برد، ممکن است برای کشف کانی های مغناطیسی نیز به کار رود. با این وجود، این نظر تا انتشار کتاب پروفیسور رابرت تالن^۶ در سال ۱۸۷۹ تحت عنوان اکتشاف ذخایر فلزی توسط روش های مغناطیسی کاربردی پیدا نکرد. مغناطیس سنج تالن-

1. William Gilbert
2. De re metalica
3. Georgius Agricola
4. Von Wrede
5. Lamon
6. Robert Thalen

تیرگ^۷ که در سوئد ساخته شد، بعداً دستگاه تامسون-تالن^۸ و سیله هایی برای تعیین محل ، امتداد ، شیب و عمق زیر سطحی دایک های مغناطیسی بودند. بر اساس نوع خاصیت فیزیکی مورد مطالعه میتوان گرایش های مختلف ژئوفیزیک را به چندین گروه تقسیم بندی نمود که به قرار زیر هستند:

۱- گرانی سنجی

۲- مغناطیس سنجی

۳- الکتریکی

۴- لرزه نگاری

۵- زلزله نگاری

۶- الکترو مغناطیس

در بین روش های گفته شده روش گرانی و مغناطیسی هر دو میدان پتانسیلی بوده و دارای میدان های پایسته می باشند و نیز هر دو میدان دارای منشا درونی هستند. روشهای گرانی سنجی و مغناطیس سنجی دارای نقاط مشترک فراوانی هستند، با این وجود نقشه های مغناطیسی عموماً پیچیده تر و تفسیرات میدان نا بسامان تر و محلی تر از نقشه های گرانی است. این امر تا اندازه ای مربوط به اختلاف میان میدان دو قطبی مغناطیسی و تک قطبی میدان گرانی است. میدان دو قطبی مغناطیسی دارای بزرگی و راستای متغیری است ، در حالی که میدان تک قطبی گرانی تنها دارای بزرگی بوده و راستای آن ثابت و به صورت قائم و به طرف مرکز زمین است. نقشه های گرانی عمدتاً نشان دهنده اثر های منطقه ای می باشند در حالی که نقشه های مغناطیسی بیشتر اثر های محلی را نشان می دهند. از اینرو تفسیر دقیق داده های مغناطیسی بسیار مشکل تر از تفسیر های گرانی است. از طرف دیگر در مقایسه با اغلب روش های ژئوفیزیکی اندازه گیری های این روش راحت ، ارزان و ساده است و عملاً نیازی به اعمال تصحیح در قرائت ها نیست .

در زمینه تفسیر بی هنجاری های مغناطیسی روش های مختلفی وجود دارد که برخی از آنها کیفی و برخی کمی هستند . در زمینه تفسیر های کمی کارهای زیادی انجام شده است که می توان از روش های آنالیز طیفی و سیگنال تحلیلی نام برد . در روش آنالیز کیفی داده ها را از حوزه مکان به حوزه فرکانس می برند ، در این وضعیت کار با معادلات ریاضی بسیار ساده خواهد شد . این روش نخستین بار توسط باتاچاریا^۹ در سال ۱۹۶۶ به کار گرفته شد .

سیگنال تحلیلی نیز یکی از روش های تفسیری مبتنی بر تکنیک مشتق می باشد که در تفسیر بی هنجاری های مغناطیسی مورد استفاده قرار می گیرد ، این روش نخستین بار توسط نیگیان در سال ۱۹۷۲ به کار گرفته شد . روش دیگر که یک روش خیلی جدید است روش تبدیل اندازه نام دارد .

7. Thalen-Tiberg

8. Thomson-Thalen

9. Bhattacharyya

در این پایان نامه در فصول اول و دوم به معرفی آنالیز طیفی پرداخته ایم تا با روابط ریاضی مورد نیاز در محاسبه تبدیلات اندازه آشنا شویم. در فصول پنجم و ششم در محاسبه تبدیلات اندازه از روش آنالیز طیفی کمک گرفته ایم. در فصل سوم به معرفی توضیح سیگنال تحلیلی و اویلر پرداخته ایم، زیرا در فصول پنجم و ششم نتایج حاصل از تبدیلات اندازه را با نتایج روش های سیگنال تحلیلی و اویلر مقایسه کرده ایم. در فصل چهارم به معرفی و نحوه محاسبه روابط ریاضی تبدیلات اندازه پرداخته ایم. در فصل پنجم تبدیلات اندازه را برای تفسیر بی هنجاری های مغناطیسی از جمله یک سایت مین گذاری شده بکار بردیم. در فصل ششم نتایج حاصل از روش تبدیلات اندازه را با روش انتقال به قطب مقایسه کرده ایم.

در این پایان نامه ما به دنبال یک روش جدید به نام روش تبدیلات اندازه هستیم. این روش نیز جزو روش های مبتنی بر تکنیک مشتق می باشد و مزیت آن بر سایر روش ها این است که اولاً برای محاسبه تبدیلات اندازه نیاز به محاسبه مشتق دوم در داده ها نمی باشد. می دانیم که در روش مشتق نویز در داده ها تقویت شده و هرچه درجه مشتق گیری بالاتر باشد تقویت نویز ها بیشتر خواهد بود. ثانیاً در روش تبدیلات اندازه چند نوع تبدیل به طور همزمان محاسبه و تفسیر می شوند. تبدیل اول تبدیل AT نام دارد که معادل با اندازه بردار بی هنجاری است. تبدیل دوم تبدیل RT نام دارد که معادل اندازه گرادیان کلی T است. تبدیل سوم تبدیل LT نام دارد که معادل با لاپلاسین T است. تبدیل چهارم و پنجم ترکیبی از تبدیل فوق می باشند. با محاسبه و تفسیر همزمان پنج تبدیل فوق دقت تفسیر به طور قابل ملاحظه ای بالا می رود. این مزیت عمده تبدیلات اندازه بر روش های سیگنال تحلیلی و اویلر و انتقال به قطب را مشخص می کند.

۱-۲ بی هنجاری مغناطیسی اجسام منشوری [Bhattacharyya, B.K., ۱۹۶۶]

در تفسیر بی هنجاری های موجود در نقشه های مغناطیسی هوایی محاسبه میدان مغناطیسی کل حاصل از انواع مدلها خیلی مهم است. تعداد مقالات زیادی درباره محاسبه میدان کل برای انواع مدلها نوشته شده است. میدان مغناطیسی حاصل از چشمه های تک قطبی، دوقطبی و خط دوقطبی ها و مدلهای منشوری شکل محاسبه شده اند. مطالعات آزمایشگاهی بر روی مغناطش سنگ مشخص کرده است که مغناطش القایی در سنگ تحت تاثیر اندازه و شکل بی هنجاری مغناطیسی است. در کارهای عملی از نحوه توزیع مغناطش در سنگ اطلاعی نداریم. به همین دلیل فرض می کنیم که مغناطیس شدگی در سنگ بطور یکنواخت باشد. بدون این فرض تفسیر بی هنجاری ها بسیار مشکل خواهد بود.

۳-۱ مدل منشوری شکل با کناره های قائم نامحدود

مطابق شکل (۱-۱) جسم منشوری شکلی رادر نظر می گیریم که در عمق h زیر سطح مشاهده قرار دارد. سطح بالایی آن افقی است و کناره های قائم آن بطور نامحدود گسترش دارند. بردار قطبش جسم با بردار میدان مغناطیسی زمین زاویه θ می سازد.

چون بزرگی میدان بی هنجاری در مقایسه با میدان زمین کوچک است جهت برآیند این دو میدان عملاً در جهت میدان زمین است. اگر میدان مغناطیسی زمین با کسینوس های هادی l و m و n مشخص شود و بردار قطبش جسم با کسینوس های هادی L و M و N نشان داده شوند میدان حاصل از المان حجمی $d\alpha d\beta d\gamma$ بصورت زیر است:

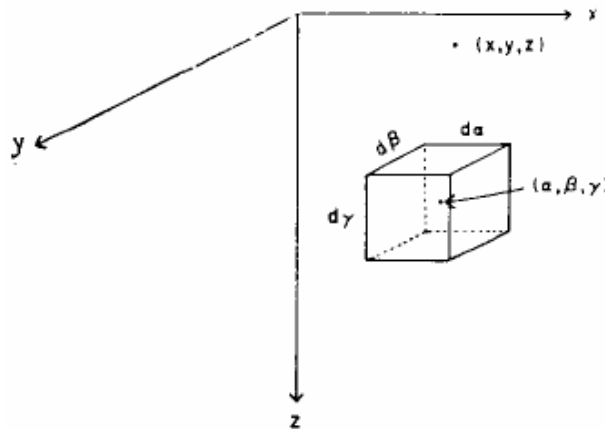
$$dA = -\vec{M} \cdot \vec{\nabla} \left(\frac{1}{r} \right) d\alpha d\beta d\gamma = -I_p \frac{\partial}{\partial s} \left(\frac{1}{r} \right) d\alpha d\beta d\gamma \Rightarrow d\vec{F} = -\vec{\nabla} (dA) = -\frac{\partial}{\partial t} dA \Rightarrow$$

$$dF = I_p \frac{\partial^2}{\partial s \partial t} \left(\frac{1}{r} \right) d\alpha d\beta d\gamma$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial s} &= L \frac{\partial}{\partial X} + M \frac{\partial}{\partial y} + N \frac{\partial}{\partial z} & , & \quad I_p = \text{بزرگی بردار قطبش جسم} \\ \frac{\partial}{\partial t} &= l \frac{\partial}{\partial x} + m \frac{\partial}{\partial y} + n \frac{\partial}{\partial z} & , & \quad (x, y, z) = \text{مختصات نقطه مشاهده} \end{aligned}$$

$$\frac{\partial}{\partial s} = L \frac{\partial}{\partial X} + M \frac{\partial}{\partial y} + N \frac{\partial}{\partial z} \quad , \quad \frac{\partial}{\partial t} = l \frac{\partial}{\partial x} + m \frac{\partial}{\partial y} + n \frac{\partial}{\partial z}$$

$$r^2 = (\alpha - x)^2 + (\beta - y)^2 + (\gamma - z)^2$$



شکل (۱-۱) : یک المان حجمی از منشور مکعب مستطیل (Bhattacharyya, B.K., ۱۹۶۶)

به کمک معادلات بالا می توان نوشت:

$$dF = Ip \left[-\frac{1}{r^3} \cos \theta + \frac{3}{r^5} (\ell L (\alpha - x)^2 + mM (\beta - y)^2 + nN (\gamma - z)^2 + \alpha_{12} (\alpha - x) (\beta - y) + \alpha_{13} (\alpha - x) (\gamma - z) + \alpha_{23} (\beta - y) (\gamma - z)) \right] d\alpha d\beta d\gamma$$

$$\alpha_{12} = Lm + M\ell$$

$$\alpha_{13} = Ln + N\ell$$

$$\alpha_{23} = Mn + Nm$$

با انتگرال گیری از معادله فوق وحل آن نسبت به γ انتگرال حجمی تبدیل به انتگرال سطحی میشود (γ از $h - Z$ تا $-\infty$ تغییر می کند)

$$F(x, y, z) = Ip \iiint \left[-\frac{\cos \theta}{a^2} \left(1 - \frac{h-z}{r_0}\right) + \frac{Nn}{a^2} \left\{ 1 - \frac{(h-z)^2}{r_0^3} \right\} + \frac{\alpha_{13}\alpha_1 + \alpha_{23}\beta_1}{r_0^3} + \frac{3}{a^4} (\ell L \alpha_1^2 + mM \beta_1^2 + \alpha_{12} \alpha_1 \beta_1) \times \left\{ \frac{2}{3} - \frac{h-z}{r_0} + \frac{(h-z)^3}{3r_0^3} \right\} \right] d\alpha_1 d\beta_1$$

$$\cos \theta = \ell L + mM + nN$$

$$\alpha_1 = \alpha - x, \beta_1 = \beta - y, a^2 = \alpha_1^2 + \beta_1^2$$

$$r_0^2 = \alpha_1^2 + \beta_1^2 + (h-z)^2$$

حال سطح مشاهده را $Z = 0$ انتخاب می کنیم و انتگرال معادله بالا را نسبت به α_1 حل می کنیم:

$$F(x, y, 0) = Ip \int f(\beta_1) d\beta_1$$

$$F(\beta_1) = \frac{\alpha_{23}\alpha_1\beta_1}{p^2 r_0} - \frac{\alpha_{13}}{r_0} - \frac{\alpha_{12}\beta_1}{a^2} \left(1 - \frac{h}{r_0}\right) - \frac{\ell L \alpha_1}{a^2} \left(1 - \frac{h}{r_0}\right) + mM \alpha_1 \left[\frac{1}{a^2} - \frac{h}{r_0} \left(\frac{1}{a^2} + \frac{1}{p^2}\right) \right] + \frac{nN \alpha_1 h}{p^2 r_0}$$

$$p^2 = h^2 + \beta_1^2, r_0^2 = p^2 + \alpha_1^2$$

پس از انتگرال گیری نسبت به β_1 میدان کل بی هنجاری بصورت زیر درمی آید.

$$\frac{F(x, y, 0)}{Ip} = \left[\frac{\alpha_{23}}{2} \log\left(\frac{r_0 - \alpha_1}{r_0 + \alpha_1}\right) + \frac{\alpha_{13}}{2} \log\left(\frac{r_0 - \beta_1}{r_0 + \beta_1}\right) - \alpha_{12} \log(r_0 + h) - \ell L \tan^{-1}\left(\frac{\alpha_1 \beta_1}{\alpha_1^2 + r_0 h + h^2}\right) - mM \tan^{-1}\left(\frac{\alpha_1 \beta_1}{r_0^2 + r_0 h - \alpha_1^2}\right) + Nn \tan^{-1}\left(\frac{\alpha_1 \beta_1}{r_0 h}\right) \right] \left| \alpha_u \right| \left| \beta_u \right|$$

$$\left| \alpha_i \right| \left| \beta_i \right|$$

که در آن α_u و β_u حدود بالا و α_i و β_i حدود پایین α_1 و β_1 هستند.

حال فرض می کنیم I_0 و D_0 به ترتیب زاویه میل و زاویه انحراف میدان مغناطیسی زمین بوده و زوایای I و D زوایای میل وانحراف بردار قطبش (مغناطش) باشند. اگر محور x ها را در جهت شمال مغناطیسی در نظر بگیریم $D_0 = 0$ و جهت بردار قطبش در جهت میدان مغناطیسی زمین می باشد. پس می توان نوشت:

$$\begin{aligned} \ell &= \cos I_0 \cos D_0 = \cos I_0 & L &= \cos I \cos D \\ m &= \cos I_0 \sin D_0 = 0 & m &= \cos I \sin D \\ n &= \sin I_0 & N &= \sin I \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \alpha_{12} &= Lm + M\ell = \cos I_0 \cos I \sin D \\ \alpha_{13} &= Ln + N\ell = \cos I_0 \sin I + \sin I_0 \cos I \cos D \\ \alpha_{23} &= Mn + Nm = \sin I_0 \cos I \sin D \end{aligned}$$

بادر نظر گرفتن معادلات فوق می توان میدان حاصل از بی هنجاری را بصورت زیر نوشت:

$$\begin{aligned} \frac{F(x, y, 0)}{I_p} &= \left[\frac{\alpha_{23}}{2} \log\left(\frac{r_0 - \alpha_1}{r_0 + \alpha_0}\right) + \frac{\alpha_{13}}{2} \log\left(\frac{r_0 - \beta_1}{r_0 + \beta_1}\right) \right. \\ &\quad \left. - \alpha_{12} \log(r_0 + h) - \ell L \tan^{-1}\left(\frac{\alpha_1 \beta_1}{\alpha_1^2 + r_0 h + h^2}\right) + Nn \tan^{-1}\left(\frac{\alpha_1 \beta_1}{r_0 h}\right) \right] \begin{vmatrix} \alpha_u & \beta_u \\ \alpha_l & \beta_l \end{vmatrix} \end{aligned}$$

با استفاده از رابطه فوق می توان میدان کل حاصل از یک منشور قائم با گسترش عمق محدود را نیز بدست آورد. اگر عمق سطح بالایی منشور h و عمق سطح پایینی آن w باشد میدان حاصل از منشور واقع در عمق w را از میدان حاصل از منشور واقع در عمق h کم می کنیم.

در روش فوق میدان بی هنجاری را در حوزه مکان بدست آوردیم. مشاهده می شود که محاسبات فوق در حوزه مکان بسیار مشکل است در حالی که محاسبه های فوق را اگر در حوزه فرکانس انجام دهیم بسیار ساده تر خواهند شد. همچنین بردن داده های مغناطیسی به حوزه فرکانس مزایای خیلی بیشتری دارد که در ادامه بحث به آنها می پردازیم. هدف از این بحث نیز تجزیه و تحلیل بی هنجاری مغناطیسی در حوزه فرکانس است.

۴-۱ طیف پیوسته میدان مغناطیسی کل یک بی هنجاری به شکل منشور مکعب مستطیل

تبدیل فوریه میدان مغناطیسی کل یک بی هنجاری به شکل منشور مکعب مستطیل با جهت قطبش اختیاری یک طیف دو بعدی است. در اصطلاح در طیف دو بعدی اثرات ابعاد افقی وقائم جسم بصورت فاکتورهای جداگانه ای ظاهر می شود. همچنین در طیف دو بعدی اثر زاویه میل و زاویه انحراف میدان زمین (D, I) و

جهت قطبش \vec{M} هم بصورت فاكتور های جدا گانه ای ظاهر می شود. همچنین طیف دو بعدی در تحلیل فرمولهای بزرگی میدان مغناطیسی در طول پروفیلهایی موازی با دو بعد افقی جسم کاربرد دارد. این مطالعه تئوری نشان می دهد که با افزایش عمق جسم یا ابعاد افقی جسم یا هردوی آنها در جسم مغناطیس، طیف بطرف انتهای فرکانسهای پایین شیفته پیدا می کند. به کمک این واقعیت می توانیم اثرات مولفه های بلند دامنه نزدیک به سطح را از چشمه های عمیق تر پوسته در نقشه های مغناطیسی هوایی میدان کل جدا کنیم. اثرات این چشمه های عمیق و سطحی در نقشه ها با هم لیبوشی دارند. طیف بی هنجاری برای تخمین سریع ابعاد جسم بی هنجار مفید است. اثر ضد مغناطیسی روی میدان جسم منشوری در این پایان نامه ناچیز فرض شده است.

۱-۵ سری فوریه

هر دو میدان گرانی و مغناطیسی به طور طبیعی روی یک سطح افقی دقیقاً روی چشمه یا در یک ارتفاع مشخص بالای سطح زمین اندازه گیری می شوند. در روی هر سطح بزرگی میدان تابع دو متغیر مکانی x و y است. داده های اندازه گیری شده را می توان بوسیله یک تابع تحلیلی که همان سری فوریه دوبعدی است نمایش داد. این سری فوریه بوسیله دو حد فرکانس بالا و پایین محدود می شود زیرا از یک طرف ابعاد منطقه انتخاب شده محدود است و از طرف دیگر فاصله ایستگاه ها محدود است. حد پایین بطور پیوسته به صفر میل می کند چون هر دو بعد منطقه نامحدود هستند. اگر فاصله ایستگاه ها به صفر کاهش یابد حد بالا به مقدار نامحدودی میل می کند. در این حالت سری فوریه که شامل تعدادی از فرکانسهای ناپیوسته است تبدیل به سری فوریه آشناتر انتگرال فوریه می شود که شامل تمام فرکانسها است.

سری فوریه ترکیبی از جملاتی با فرکانسهای متفاوت است که ترکیب آنها پتانسیل میدان داده ها است. روابط طیف دامنه وفاز و توان از فرکانسهایی تشکیل شده اند که ما به آنها طیف خطی مختلط می گوئیم. کاربرد بیشتر این سری های فوریه در محاسبه ادامه فراسو - فروسو مشتق های قائم داده های گرانی و مغناطیسی است.

می خواهیم اثر عمق بر روی طیف را بطور کیفی بیان کنیم. میدانیم که یک جسم مغناطیسی خیلی نزدیک به سطح زمین یک بی هنجاری خیلی تیز نسبت به جسمی که در عمق بیشتری از پوسته زمین قرار گرفته است ایجاد می کند. این بی هنجاری تیز که همراه با نرخ (آهنگ) سریع کاهش دامنه (میرایی تند) هنگام دور شدن از مرکز است دارای فرکانسهای بالایی است. در عوض یک طیف بی هنجاری پهن (بی هنجاری عمیق) دامنه اش با سرعت خیلی کمتری کاهش می یابد و طیف آن کم و بیش شامل فرکانسهای پایین است. بنابراین هر دو نوع بی هنجاری تیز و پهن دارای ویژگی طیفی متفاوتی هستند. با مطالعه این ویژگی ها می توانیم راهی

برای فیلتر کردن بی هنجاری های نزدیک به سطح بلند دامنه از بی هنجاری های عمیق تر در یک نقشه مغناطیسی هوایی پیدا کنیم.

۶-۱ اصول آنالیز طیفی

فرض می کنیم $f(x)$ یک تابع متناوب از متغیر x باشد. این تابع را می توان با سری فوریه زیر نمایش داد:

$$f(x) = \frac{a_0}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} (a_n \cos n\omega x + b_n \sin n\omega x) \quad (1-1)$$

طول کل x روی ناحیه ای که $f(x)$ اندازه گیری شده است. $X =$

$$\omega = \frac{2\pi}{X} \text{ فرکانس زاویه ای}$$

$$a_n = \frac{2}{X} \int_{-\frac{X}{2}}^{+\frac{X}{2}} f(x) \cos n\omega x dx$$

$$b_n = \frac{2}{X} \int_{-\frac{X}{2}}^{+\frac{X}{2}} f(x) \sin n\omega x dx$$

رابطه فوق را می توان به کمک تابع نمایی فوریه نمایش داد:

$$f(x) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} F(n) e^{jn\omega x} \quad (2-1)$$

$$F(n) = \frac{1}{X} \int_{-\frac{X}{2}}^{+\frac{X}{2}} f(x) e^{-jn\omega x} dx \quad (3-1)$$

$F(n)$ طیف مختلط خطی $f(x)$ است.

زمانی که دوره تناوب x به بی نهایت میل می کند تابع $f(x)$ به یک تابع غیر دوره ای تبدیل می شود که شامل تمام فرکانس ها است. در این حالت علامت جمع در معادله (۲-۱) تبدیل به انتگرال می شود. پس می توان نوشت:

$$f(x) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{j\omega x} d\omega \int_{-\infty}^{+\infty} f(\sigma) e^{-j\omega\sigma} d\sigma \quad (4-1)$$

$$f(x) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} f(\omega) e^{j\omega x} d\omega \quad (5-1)$$

$$f(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(x) e^{-j\omega x} dx \quad (6-1)$$

تابع $F(\omega)$ طیف مختلط پیوسته تابع $f(x)$ است. روابط (۵-۱) و (۶-۱) تبدیل فوریه نامیده می شوند. اگر تبدیل فوریه را بصورت دو بعدی بنویسیم روابط (۵-۱) و (۶-۱) به صورت زیر در می آیند:

$$G(u, v) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} g(x, y) e^{-j(ux+vy)} dx dy \quad (7-1)$$

$$g(x, y) = \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} G(u, v) e^{j(ux+vy)} du dv$$

u و v فرکانس های زاویه ای به ترتیب در جهت های x و y هستند.

G(u,v) در حالت کلی مختلط و شامل اطلاعاتی از دامنه و فاز تمام فرکانسهای تابع دو بعدی g(x,y) است.

G(u,v) را می توان به قسمت های حقیقی و موهومی جدا کرد.

$$G(u, v) = p(u, v) + jQ(u, v) \quad (8-1)$$

طیف چگالی دامنه یا بطور ساده تر طیف دامنه G(u,v) بصورت زیر است.

$$A(u, v) = |G(u, v)| = [p^2 + Q^2]^{\frac{1}{2}} \quad (9-1)$$

طیف چگالی فاز یا طیف فاز هم بصورت زیر است.

$$\theta(u, v) = \arctan\left(\frac{Q}{p}\right) \quad (10-1)$$

طیف چگالی انرژی یا طیف انرژی بصورت زیر تعریف می شود.

$$E(u, v) = |G(u, v)|^2 = p^2 + Q^2 \quad (11-1)$$

درفصل های یک و دو فرمولهای E, θ, A, Q, P که در بالا ذکر شده برای میدان مغناطیسی کل مربوط به یک

منشور مکعب مستطیل با قطبش یکنواخت بکار برده میشود. در فصل اول روی طیف دامنه و فاز بحث می

کنیم و در فصل دوم روی طیف انرژی (توان) بحث می شود.

۷-۱ منشور مکعب مستطیل با کناره های قائم

مطابق شکل (۲-۱) جسمی به شکل منشور مکعب مستطیل را در نظر می گیریم که وجه بالایی آن در عمق

h_1 زیر سطح مشاهده قرار دارد و سطح بالایی آن افقی و کناره های آن قائم و محدود هستند. بردار قطبش

جسم زاویه θ را با میدان زمین میسازد. چون بزرگی میدان بی هنجاری کوچک است جهت برآیند دو میدان

بردار است که عملاً در جهت بردار میدان زمین قرار دارد.