دانشکده مهندسی معدن، نفت و ژئوفیزیک

مهندسی اکتشاف نفت

پایان نامه کارشناسی ارشد

شناسایی دقیق مرزهای توده آنومال در اکتشاف روش‌های میدان پتانسیل با فیلترهای فاز محلی

دانشجو: **آرش حدادیان**

اساتید راهنما:

دکتر فرامرز دولتی ارده‌جانی

دکتر علی مرادزاده

استاد مشاور:

دکتر علی نجاتی کلاته

تیر ۱۳۹۰

بسم الله الرحمن الرحیم

دانشگاه صنعتی شاهرود

دانشکده: مهندسی معدن، نفت و ژئوفیزیک

گروه: اکتشاف نفت

پایان نامه کارشناسی ارشد آقای آرش حدادیان

تحت عنوان: شناسایی دقیق مرزهای توده آنومال در اکتشاف روش های میدان پتانسیل با فیلترهای فاز محلی

در تاریخ .... توسط کمیته تخصصی زیر جهت اخذ مدرک کارشناسی ارشد مورد ارزیابی و با درجه .... مورد پذیرش قرار گرفت.

اساتید راهنما	امضاء	اساتید مشاور	امضاء
نام و نام خانوادگی: **دکتر فرامرز دولتی ارده‌جانی**		نام و نام خانوادگی: **دکتر علی نجاتی کلاته**	
نام و نام خانوادگی: **دکتر علی مرادزاده**		نام و نام خانوادگی:	

اساتید داور	امضاء	نماینده تحصیلات تکمیلی	امضاء
نام و نام خانوادگی:		نام و نام خانوادگی :	
نام و نام خانوادگی:			
نام و نام خانوادگی:			

تقدیم به

پدر و مادر عزیزم

تقدیر و تشکر

هر کس به من کلمه‌ای بیاموزد مرا بنده خود خواهد ساخت.

امام علی (ع)

اینک که به توفیق پروردگار، این پایان نامه را به پایان رسانده‌ام وظیفه خود می‌دانم تا از زحمات گرانقدر عزیزانی که در مراحل مختلف این تحقیق کمک‌های شایانی نموده‌اند، تشکر و قدردانی کنم. در ابتدا لازم می‌دانم که از زحمات جناب آقای دکتر فرامرز دولتی ارده‌جانی و آقای دکتر علی مرادزاده که زحمت راهنمایی این پایان نامه را بر عهده داشتند و با رهنمودهایشان مرا تا پایان مسیر کمک کردند، کمال تشکر و سپاسگزاری را داشته باشم. در انتها نیز جا دارد که از زحمات بی دریغ و راهنمایی‌های ارزشمند جناب آقای دکتر علی نجاتی کلاته صمیمانه کمال تشکر و قدردانی را داشته باشم.

دانشجو تأیید می نماید که مطالب مندرج دراین پـایان نامه نتیجه تحقیقات خودش می باشد و در صورت استفاده از نتایج دیگران مرجع آن را ذکر نموده است.

کلیه حقوق مادی مترتب از نتایج مطالعات، آزمایشات و نوآوری ناشی از تحقیق موضوع این پایان نامه متعلق به دانشگاه صنعتی شاهرود می‌باشد .

تیر ماه ۱۳۹۰

چکیده

استفاده از روش‌های ژئوفیزیکی و اندازه‌گیری خصوصیات فیزیکی سنگ‌های زیرسطحی راه حل مناسبی برای اکتشاف ذخایر مدفون در زیر زمین (از قبیل نفت، گاز، آب، کانی‌ها و...) می‌باشند. کاوش‌های گرانی‌سنجی و مغناطیسی به دلیل سادگی و کم هزینه بودن از جمله روش‌های پرکاربرد ژئوفیزیکی هستند که برای اکتشافات مقدماتی به کار می‌روند. برای تفسیر خودکار داده‌های برداشت شده توسط این دو روش تاکنون روش‌های متعددی ارائه شده است.

در این تحقیق با استفاده از فیلترهای فاز محلی به شناسایی مرز چشمه‌های بی‌هنجار پرداخته می‌شود و نتایج به دست آمده، با فیلترهای دیگر مانند سیگنال تحلیلی، مشتق افقی کل و انحراف معیار نرمال شده مقایسه می‌گردد. برای این منظور ابتدا کدها و توابع مورد نیاز با استفاده از نرم افزار متلب تهیه و سپس این فیلترها بر روی مدل‌های مصنوعی اعمال شدند تا قابلیت هر کدام از این فیلترها در شناسایی مرز چشمه‌های بی‌هنجار مشخص گردد. با اعمال این فیلترها بر روی داده‌های گرانی و مغناطیس حاصل از مدل‌های مصنوعی مشاهده می‌شود که فیلتر انحراف معیار نرمال شده بهترین نتیجه را ارائه می‌دهد. در انتها این فیلترها بر روی داده‌های گرانی و میدان کل مغناطیسی حوضه رسوبی ساوه به عنوان داده‌های واقعی اعمال گردیدند. در این مورد نیز نتایج نشان می‌دهد که فیلتر انحراف معیار نرمال شده نسبت به دیگر فیلترها نتایج مطلوب‌تری ارائه می‌دهد و به خوبی ساختمان‌های زمین‌شناسی موجود در منطقه، مانند گسل‌ها و گنبدنمکی احتمالی را مشخص می‌نماید.

کلمات کلیدی: کاوش‌های گرانی سنجی، کاوش‌های مغناطیسی، فیلترهای فاز محلی، مشتق افقی کل، سیگنال تحلیلی، انحراف معیار نرمال شده، گرادیان افقی، گرادیان قائم.

فهرست مطالب

فهرست شکل‌ها

فهرست جداول

فصل اول

کلیات

۱-۱ مقدمه

کمی بیش از یک قرن پیش جستجو برای نفت شروع شد اما پیش از آن ابزارهای متعددی مانند کمپاس برای جستجوی ذخایر معدنی (کانسار آهن) به کار برده شده بود. امروزه صرفاً با به کارگیری اطلاعات زمین‌شناسی نمی‌توان ذخایر هیدروکربوری و یا معدنی را جستجو کرد. روش‌های ژئوفیزیکی از جمله روش‌هایی می‌باشند که در اکتشاف ذخایر مذکور کارایی بالایی دارند. هدف اصلی بررسی‌های ژئوفیزیکی تعیین محل ساختارهای زمین شناسی و در صورت امکان اندازه‌گیری ابعاد و ویژگی‌های فیزیکی آن‌هاست. به عنوان مثال در اکتشاف نفت، هدف به دست آوردن اطلاعات ساختاری است زیرا نفت با ساختارهای زمین‌شناسی خاصی مانند تاقدیس، گسل و ... در ارتباط می‌باشد. کاوش‌های گرانی سنجی[۱] و مغناطیسی[۲] دو شاخه از روش‌های ژئوفیزیک کاربردی (اکتشافی) می‌باشند که جهت اکتشافات مقدماتی و بررسی وضعیت ساختمان‌های زیر سطحی، وسعت و ضخامت حوضه‌های رسوبی مورد استفاده قرار می‌گیرند.

تمامی روش‌های ژئوفیزیکی صرف نظر از نوع آن‌ها، از سه مرحله برداشت، پردازش و تفسیر تشکیل شده‌اند که مهم‌ترین مرحله، تفسیر نتایج به دست آمده است. برای تفسیر داده‌های ژئوفیزیکی دو مرحله اصلی را می‌توان برشمرد:

(۱) تفسیر کیفی- نیمه کمی[۳] که در این مرحله از میان بسیاری از بی‌هنجاری‌های احتمالی، تعداد کمی از آن‌ها برای مطالعات بیشتر انتخاب می‌شوند.

(۲) تفسیر کمی که در این مرحله نتایج برای اهداف از قبل انتخاب شده تصفیه می‌شوند و یک تفسیر زمین شناسی کامل شامل یک محل برای حفاری به دست می‌آید.

---

[۱] Gravity Survey
[۲] Magnetic Survey
[۳] Semiquantitative

مرحله اول معمولاً بسیار وقت‌گیر می‌باشد و تاکنون تلاش‌های بسیاری جهت انجام یک تفسیر خودکار[1] برای داده‌های ژئوفیزیکی و به ویژه داده‌های میدان پتانسیل انجام شده است [۱].

۱-۲ سوابق مطالعات انجام شده در تفسیر خودکار داده‌های میدان پتانسیل

برای تفسیر خودکار داده‌های میدان پتانسیل روش‌های مختلفی وجود دارد که با ورود رایانه‌ها به این عرصه ارائه شده‌اند. در اوایل دهه هفتاد موجی از مقالات در ارتباط با پردازش رایانه‌ای خودکار داده‌های دو بعدی میدان پتانسِیل نوشته شد (هارتمن[2] و همکاران [۲]، اُبرین[3] [۳]، نادی[4] [۴]). در تمامی این روش‌ها محدودیت‌هایی مانند نوع چشمه بی‌هنجار (منشور قائم، دایک و ...) وجود داشت. به همین خاطر نبیقیان[5] در سال ۱۹۷۲ سیگنال تحلیلی دو بعدی را معرفی نمود [۵] و سپس در سال ۱۹۸۴ با توسعه روابط موجود سیگنال تحلیلی سه بعدی را ارائه کرد [۱]. در سال‌های اخیر این روش توسعه بیشتری یافته است و افراد زیادی در این زمینه تحقیقات متعددی ارائه نمودند که از آن جمله می‌توان به روئست[6] [۶]، دبگلیا و کرپل[7] [۷]، احمد سالم[8]][و ژانگ لی[9] [۹] اشاره کرد. تمامی این افراد از سیگنال تحلیلی به عنوان روشی برای شناسایی مرزهای چشمه‌های بی‌هنجار میدان پتانسیل استفاده کرده‌اند.

[1] Automatic interpretation
[2] Hartman
[3] O'Brien
[4] Naudy
[5] Misac N. Nabighian
[6] Walter R. Roest
[7] Nicole Debeglia & Jacques Corpel
[8] Ahmed Salem
[9] Xiong Li

روش متداول دیگری که برای شناسایی مرزهای بی‌هنجاری استفاده می‌شود، مشتق افقی کل نام دارد که در سال ۱۹۷۹ توسط کردل[۱] برای داده‌های گرانی معرفی شد [۱۰] و در سال ۱۹۸۵ توسط کردل و گراچ[۲] برای داده‌های مغناطیسی نیز به کار برده شد [۱۱]. وانگ وانین[۳] و همکاران او در سال ۲۰۰۹ با استفاده از مشتق عمودی و نرمال سازی، این روش را بهبود بخشیدند [۱۲].

اندازه‌گیری فاز محلی میدان‌های پتانسیل نیز می‌تواند کمک موثری برای تفسیر آن‌ها باشد. تاکنون فیلترهای متعددی بر اساس فاز محلی معرفی شده است. میلر و سینگ[۴] در سال ۱۹۹۴ برای اولین بار فیلتر فاز محلی زاویه تمایل را معرفی نمودند [۱۳]. سپس وردوزکو[۵] و همکاران او مشتق افقی کل زاویه تمایل [۱۴] و وینز[۶] [۱۵] نقشه تتا را به منظور بالا بردن قدرت تفکیک بی‌هنجاری‌ها پیشنهاد نمودند. کوپر و کوان[۷] در سال ۲۰۰۶ در تحقیقی این فیلترها را با یکدیگر مقایسه و فیلترهای هایپربولیک زاویه تمایل و گرادیان افقی کل نرمالیزه شده را برای بهبود شناسایی مرزهای چشمه‌های بی‌هنجار معرفی کردند [۱۶]. اما نتایج به دست آمده از فیلترهای فاز محلی علیرغم بهبود شناسایی مرزهای بی‌هنجاری، به خصوص در نواحی‌ای که داده‌ها هموار باشند، باز هم دارای کیفیت در خور توجهی نمی‌باشند. به همین دلیل کوپر و کوان در سال ۲۰۰۸ فیلتر انحراف معیار نرمال شده را معرفی کردند که دارای نتایج بسیار دقیق‌تر و با جزئیات بیشتری می‌باشد [۱۷].

---

[۱] Lindrith Cordell
[۲] V. J. S. Grauch
[۳] Wang Wanyin
[۴] Hugh G. Miller & Vijay Singh
[۵] Bruno Verduzco
[۶] Chris Wijns
[۷] Gordon R. J. Cooper & Duncan R. Cowan

۱-۳ ضرورت و اهداف انجام پایان نامه

مدل‌سازی داده‌های میدان پتانسیل به دلیل وقت‌گیر بودن و پیچیدگی آن‌ها کمتر به طور خاص جهت شناسایی مرز چشمه‌های بی‌هنجار مورد استفاده قرار می‌گیرند و بیشتر برای تعیین شکل و عمق این چشمه‌ها به کار می‌روند. با توجه به این موضوع ارائه روشی که بتواند به سادگی و با صرف زمان کم، مرز چشمه‌های بی‌هنجار را مشخص کند، لازم و ضروری به نظر می‌رسد. بنابراین با توجه به اینکه تاکنون در مقالات مختلف روش‌های متعددی برای شناسایی این مرزها معرفی شده است، هدف اصلی این تحقیق بررسی قابلیت این روش‌ها در شناسایی مرز ساختارهای مدفون سه بعدی و تهیه نقشه‌های مربوطه می‌باشد.

۱-۴ روش تحقیق

با توجه به هدف این تحقیق، برای بررسی قابلیت فیلترهای فاز محلی در شناسایی مرز چشمه‌های بی‌هنجار و مقایسه آن با دیگر فیلترهای متداول ابتدا سعی خواهد شد که این فیلترها بر روی داده‌های گرانی و مغناطیس حاصل از مدل‌های مصنوعی با پارامترهای هندسی و فیزیکی مشخص اعمال شوند. به همین منظور چهار مدل مصنوعی برای بررسی شناسایی مرزهای چشمه‌های مجاور، کم عمق، عمیق و مرزهای عمودی و مایل طراحی و بی‌هنجاری‌های گرانی و مغناطیس ناشی از این چشمه‌ها بر روی یک شبکه برداشت مسطح محاسبه شده است. پس از به دست آوردن بی‌هنجاری‌های گرانی و مغناطیس مدل‌های مصنوعی به صورت یک ماتریس، فیلترهای مختلف توسط توابعی که در نرم افزار متلب[۱] نوشته شده‌اند، بر روی این ماتریس اعمال می‌شوند. در انتها نیز پس از اعمال این فیلترها بر روی مدل‌های

[۱] Matlab

مصنوعی و بررسی نتایج به دست آمده، این فیلترها بر روی داده‌های میدان پتانسیل حوضه رسوبی ساوه اعمال می‌شوند.

۱-۵ ساختار پایان نامه

این پایان نامه شامل شش فصل است. در فصل اول به کلیاتی در خصوص ضرورت، هدف و چگونگی انجام این مطالعه و همچنین تاریخچه‌ای در زمینه تفسیر خودکار داده‌های میدان پتانسیل برای شناسایی مرزهای چشمه‌های بی‌هنجار اشاره شد. در فصل دوم مبانی کاوش‌های گرانی‌سنجی و مغناطیسی و محاسبه اثر گرانی و مغناطیس یک توده سه بعدی آورده شده است. در فصل سوم نیز روش‌های شناسایی مرزهای چشمه‌های بی‌هنجار شامل فیلترهای فاز محلی و دیگر فیلترهای متداول معرفی شده‌اند. فصل چهارم به بررسی اعمال این فیلترها در مورد مدل‌های مصنوعی می‌پردازد. فصل پنجم نیز مختص به اعمال این فیلترها بر روی داده‌های میدان پتانسیل حوضه رسوبی ساوه می‌باشد. در انتها نیز در فصل ششم نتایج به دست آمده و پیشنهادات ارائه شده‌اند.

فصل دوم

مبانی کاوش‌های گرانی سنجی و مغناطیسی

۲-۱ مقدمه

کشف گیلبرت[1] درباره مغناطیس زمین و تئوری نیوتن درباره نیروی گرانی زمین را می‌توان آغاز علم ژئوفیزیک دانست. هدف اکتشافات ژئوفیزیکی کشف پدیده‌های زمین‌شناسی (تله نفتی، توده معدنی و ...) با روش‌های غیرمستقیم است. امواج لرزه‌ای، گرانی، مغناطیس و میدان‌های الکتریکی درون زمین اساس اکتشافات ژئوفیزیکی مدرن هستند. از میان روش‌های ژئوفیزیکی گرانی و مغناطیس به عنوان ابزاری برای اکتشافات مقدماتی ذخایر نفتی مورد استفاده قرار می‌گیرند. در این دو روش کوشش بر این است که تغییرات اندک ناشی از نامنظمی‌های چگالی و یا خودپذیری[2] مغناطیسی سنگ‌های داخل زمین، در یک میدان نیروی نسبتاً بزرگ اندازه‌گیری شوند. در این فصل ابتدا مبانی اساسی این دو روش شرح داده می‌شوند و در انتها بی‌هنجاری گرانی و مغناطیس ناشی از یک توده سه بعدی به روش مستقیم[3] محاسبه می‌شود.

۲-۲ روش گرانی‌سنجی

گرانی‌سنجی در ابتدا برای تعیین محل گنبدهای نمکی در مکزیک و آمریکا و بعدها برای یافتن ساختارهای زمین‌شناسی زیر سطحی مانند طاقدیس‌ها در جنوب غرب آمریکا به کار برده شد. امروزه این روش بیشتر برای اکتشافات مقدماتی به کار برده می‌شود، به طوری که با شناسایی مرز بین سنگ‌های رسوبی و سنگ بستر که بسیار چگال‌تر از سنگ‌های رسوبی است، حوضه رسوبی را از نظر بزرگی و ضخامت رسوبات مشخص می‌کند. این روش قدیمی‌ترین و اولین روش برای اکتشاف نفت بوده و با وجود مخارج زیاد باز هم به میزان قابل ملاحظه‌ای از روش لرزه‌نگاری ارزان‌تر است [۱۸].

---
[1] William Gilbert
[2] Susceptibility
[3] Forward method

۲-۲-۱ شتاب جاذبه[۱]

نیروی گرانش با قانون نیوتن بیان می‌شود که مبنای کارهای گرانی‌سنجی است. طبق این قانون نیروی موجود بین دو ذره به جرم‌های m_1 و m_2 با حاصل ضرب جرم آن‌ها نسبت مستقیم و با مجذور فاصله آن‌ها r رابطه عکس دارد [۱۹]:

$$F = \gamma \frac{m_1 m_2}{r^2} \tag{۲-۱}$$

که در آن γ ثابت عمومی جاذبه نامیده می‌شود و مقدار آن برابر است با [۱۹]:

$$\gamma = 6.67 \times 10^{-11} m^3 / kg\, s^2 \tag{۲-۲}$$

طبق قانون دوم حرکت نیوتن شتاب جرم m_2 ناشی از حضور جرم m_1 از تقسیم F بر m_2 به دست می‌آید. در حالت خاص اگر m_1 را برابر با M_e یعنی جرم زمین در نظر بگیریم، با توجه به معادله (۲-۱) شتاب جاذبه در سطح زمین برابر است با [۱۹]:

$$g = \frac{F}{m_2} = \gamma \frac{M_e}{R_e^2} \tag{۲-۳}$$

واحد اندازه‌گیری شتاب جاذبه گال ($1\ gal = 1\ cm/sec^2$) است اما در عمل معمولاً از واحد کوچکتری به نام میلی‌گال ($1\ gal = 1000\ mgal$) استفاده می‌شود. برای برداشت داده‌های گرانی از گرانی‌سنج[۲] استفاده می‌شود که می‌توان آن‌ها را به دو گروه پایدار و ناپایدار تقسیم‌بندی کرد. برای مدت زمان‌های طولانی در برداشت‌های گرانی‌سنجی از گرانی‌سنج‌های حساس‌تر نوع ناپایدار مانند لاکوست رمبرگ مدل $G\,440$ استفاده می‌شد. اما امروزه گرانی‌سنج‌های بسیار حساس سری CG مانند CG5 طراحی و مورد استفاده

[۱] Gravitational acceleration
[۲] Gravimeter

قرار می‌گیرند. شتاب جاذبه دقیقاً در همه جای سطح زمین یکسان نیست بلکه تحت تأثیر عوامل مختلفی از قبیل عرض جغرافیایی، توپوگرافی و نهایتاً زمین‌شناسی منطقه کنترل می‌شود. بنابراین برای به دست آوردن اطلاعات زمین‌شناسی باید تصحیحاتی از قبیل تصحیح عرض جغرافیایی، تصحیح هوای آزاد[۱]، تصحیح بوگه[۲]، تصحیح زمینگان[۳] و جزر و مد بر روی مقادیر اولیه اندازه‌گیری شده اعمال شود.

۲-۲-۲ پتانسیل گرانشی[۴]

شتاب جاذبه یک میدان پایسته است که می‌توان آن را به صورت گرادیان یک پتانسیل اسکالر نمایش داد [۱۹]:

$$g = \nabla U \qquad (۴-۲)$$

که در این رابطه U کار انجام داده شده توسط میدان بر روی یک ذره است و پتانسیل گرانشی نامیده می‌شود. بنابراین پتانسیل گرانشی ناشی از جرم m برابر است با [۱۹]:

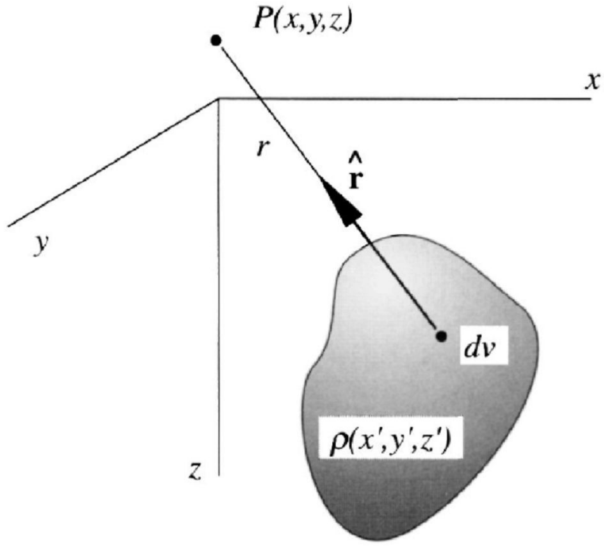
$$U = \gamma \frac{m}{r} \qquad (۵-۲)$$

۲-۲-۳ محاسبه اثر گرانی یک توده سه بعدی به روش مستقیم

پتانسیل گرانشی U و شتاب جاذبه g ناشی از توده‌ای با چگالی ρ در نقطه مشاهده p(x,y,z) (شکل ۲-۱) به صورت زیر بیان می‌شوند [۲۰]:

---

۱ Free air correction
۲ Bouguer correction
۳ Terrain correction
۴ Gravitational potential or Newtonian potential



شکل ۲-۱ توده سه بعدی با چگالی ρ و شکل دلخواه [۲۰].

$$\begin{cases} U(P) = \gamma \int_R \frac{\rho}{r} dv, \\ g(P) = \nabla U = -\gamma \int_R \rho \frac{\hat{r}}{r^2} dv \end{cases} \qquad (۲-۶)$$

که در آن، r فاصله نقطه P از المان حجمی dv است. اما با توجه به اینکه گرانی‌سنج‌ها مؤلفه عمودی شتاب جاذبه را اندازه‌گیری می‌کنند، در دستگاه مختصات کارتزین خواهیم داشت [۲۰]:

$$\begin{cases} g(x,y,z) = \frac{\partial U}{\partial z} = -\gamma \int_{z'} \int_{y'} \int_{x'} \rho(x',y',z') \frac{(z-z')}{r^3} dx'dy'dz', \\ r = \sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2 + (z-z')^2} \end{cases} \qquad (۲-۷)$$

رابطه ۲-۷ را می‌توان به صورت کلی زیر نوشت [۲۰]:

$$g(x,y,z) = \frac{\partial U}{\partial z} = -\gamma \int_{z'} \int_{y'} \int_{x'} \rho(x',y',z') \psi(x-x', y-y', z-z') dx'dy'dz' \qquad (۲-۸)$$

که در آن:

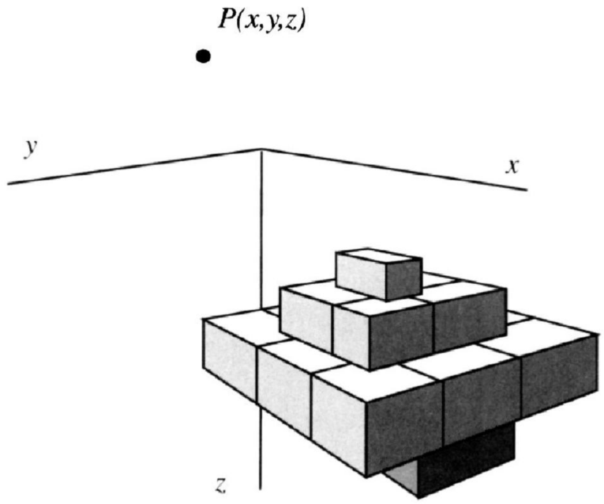
$$\psi(x,y,z) = -\gamma \frac{z}{\left(x^2+y^2+z^2\right)^{\frac{3}{2}}} \qquad (۹-۲)$$

روش مدل‌سازی پیشرو نیاز به تکرار محاسبات $g(x,y,z)$ با استفاده از رابطه ۲-۷ دارد اما در عمل خیلی ساده نمی‌باشد. دشواری این روش در مدل کردن شرایط پیچیده زمین‌شناسی با اشکال هندسی ساده‌ای است تا بتوان انتگرال حجمی معادله ۲-۷ را توسط کامپیوتر محاسبه کرد. بنابراین باید منابع گرانشی فرضی را به N بخش ساده‌تر تقسیم کرد [۲۰]:

$$g_m = \sum_{n=1}^{N} \rho_n \psi_{mn} \qquad (۱۰-۲)$$

که در آن، g_m شتاب جاذبه قائم در m امین نقطه برداشت، ρ_n چگالی بخش n ام و ψ_{mn} شتاب جاذبه ناشی از بخش n ام با چگالی واحد در نقطه m است.

انتخاب مجموعه‌ای از منشورهای مستطیلی می‌تواند راه حل ساده‌ای برای تخمین حجم یک توده سه بعدی باشد (شکل ۲-۲). اگر منشورها به اندازه کافی کوچک باشند، می‌توان چگالی هر یک از آن‌ها را ثابت فرض کرد. بنابراین آنومالی گرانی در هر نقطه مشاهده از مجموع اثر تمام منشورها توسط رابطه ۲-۱۰ محاسبه می‌شود. شتاب جاذبه هر منشور مجزا نیز از انتگرال‌گیری معادله ۲-۷ در محدوده منشور به دست می‌آید. به عنوان مثال یک منشور مستطیلی با چگالی ثابت ρ و ابعاد تعریف شده به صورت $x_1 \le x \le x_2$ ، $y_1 \le y \le y_2$ و $z_1 \le z \le z_2$ در مبدأ مختصات دارای جاذبه‌ای قائم به صورت زیر است [۲۰]:



شکل ۲-۲ تخمین یک توده سه بعدی توسط مجموعه‌ای از منشورهای مستطیلی.

$$g=\gamma\rho\int_{z_1}^{z_2}\int_{y_1}^{y_2}\int_{x_1}^{x_2}\frac{z'}{[x'^2+y'^2+z'^2]^{\frac{3}{2}}}dx'dy'dz' \tag{۲-۱۱}$$

انتقال نقطه مشاهده به مبدأ مختصات باعث ساده شدن انتگرال می‌شود. اما پلوف[۱] [۲۱] حاصل این انتگرال را به صورت زیر بیان کرده است [۲۰]:

$$g=\gamma\rho\sum_{i=1}^{2}\sum_{j=1}^{2}\sum_{z=1}^{2}\mu_{ijk}\left[z_k\ \arctan\frac{x_i y_j}{z_k R_{ijk}}-x_i\ \log\left(R_{ijk}+y_j\right)-y_j\ \log\left(R_{ijk}+x_i\right)\right]$$

$$R_{ijk}=\sqrt{x_i^2+y_j^2+z_k^2}$$

$$\mu_{ijk}=\left(-1\right)^i\left(-1\right)^j\left(-1\right)^k \tag{۲-۱۲}$$

از رابطه بالا برای محاسبه هر ψ_{mn} در رابطه ۲-۱۰ استفاده می‌شود و از مجموع آن‌ها جاذبه گرانی یک توده با شکل دلخواه و چگالی متغیر به دست می‌آید. تابع متلب gbox در پیوست الف (الف-۱) با استفاده از معادله ۲-۱۲ شتاب قائم ناشی از یک منشور مستطیلی مجزا را در یک نقطه مشاهده محاسبه می‌کند.

[۱] Plouff

۲-۳ روش مغناطیس‌سنجی

مطالعه مغناطیس زمین قدیمی‌ترین شاخه علم ژئوفیزیک می‌باشد. برداشت‌های مغناطیس‌سنجی برای مقاصدی نظیر کشف امتدادهای ساختمانی، تهیه نقشه عمق پی‌سنگ مغناطیسی و کشف منابع آنومالی به خصوص انجام می‌شوند. معمولاً سنگ‌های رسوبی اثرات مغناطیسی بسیار جزئی دارند و تغییرات شدت میدان مغناطیسی در سطح زمین بیشتر مربوط به تغییرات لیتولوژیکی سنگ بستر و یا سنگ‌های آذرین نفوذی می‌باشد. این روش بیشتر به عنوان ابزار اکتشاف و شناسایی مقدماتی ساختارهای زیرزمینی مربوط به نفت و گاز مطرح است به طوری که یک برنامه اکتشاف ژئوفیزیکی بدون کاربرد روش مغناطیسی، حداقل در مرحله شناسایی، به سختی قابل تصور است. در مقایسه با اغلب روش‌های ژئوفیزیکی نیز این روش، یک ابزار سریع و نسبتاً ارزان می‌باشد [۱۸].

۲-۳-۱ شدت میدان مغناطیسی[۱]

نیروی مغناطیسی وارد بر دو قطب با شدت‌های P_1 و P_2 و فاصله r از یکدیگر به وسیله قانون کولمب[۲] بیان می‌شود [۱۹]:

$$F = \frac{P_1 P_2}{\mu r^2} \qquad (۱۳-۲)$$

که در آن، F نیروی مغناطیسی بر حسب دین، r فاصله قطب‌ها بر حسب سانتی‌متر و μ قابلیت نفوذ مغناطیسی[۳] است که کمیتی بدون بعد بوده و مقدار آن در خلأ دقیقاً برابر یک می‌باشد. برخلاف گرانی که

[۱] Magnetic field strength
[۲] Coulomb’law
[۳] Magnetic permeability

در آن نیرو همیشه ربایشی است، نیروی ایستامغناطیسی[۱] زمانی که علامت قطب‌ها مخالف باشند ربایشی و زمانی که یکسان باشند رانشی است.

کمیتی عملی‌تر از نیرو، شدت میدان مغناطیسی در یک نقطه از فضا است که نتیجه وجود قطبی با شدت P_1 در فاصله r از آن نقطه است و به صورت نیروی وارد بر واحد قطب تعریف می‌شود [۱۹]:

$$H = \frac{F}{P_2} = \frac{P_1}{\mu r^2} \qquad (۱۴-۲)$$

که در آن، H شدت میدان مغناطیسی است که در سیستم CGS برحسب ارستد (دین بر واحد قطب) و در سیستم SI برحسب تسلا (نیوتن بر آمپرمتر) بیان می‌شود. اما چون اکثر بی‌هنجاری‌های مغناطیسی مورد علاقه در ژئوفیزیک بسیار کوچک می‌باشند، معمولا واحد کوچکتری به نام گاما یا نانوتسلا (۱ گاما یا نانوتسلا = $۱۰^{-۵}$ ارستد) در کارهای اکتشافی به کار برده می‌شود.

۲-۳-۲ مغناطیدگی

یک جسم مغناطیس‌پذیر در یک میدان مغناطیسی خارجی در اثر القا مغناطیده می‌شود. مقدار و جهت مغناطیدگی با اندازه و جهت میدان مغناطیسی که در آن قرار گرفته است، متناسب می‌باشد [۱۹]:

$$M = kH \qquad (۱۵-۲)$$

که در آن، M شدت مغناطیدگی برحسب آمپر بر متر (A/m) و k خودپذیری مغناطیسی[۲] است. خودپذیری پارامتری اساسی در کاوش‌های مغناطیسی است و همان نقشی را داراست که چگالی در تفسیرهای گرانی دارد. در واقع پاسخ مغناطیسی سنگ‌ها و کانی‌ها را مقدار و خودپذیری ماده مغناطیسی

[۱] Magnetostatic
[۲] Magnetic susceptibility

داخل آن‌ها تعیین می‌کند. جدول ۲-۱ شامل فهرستی از خودپذیری مغناطیسی برای انواعی از سنگ‌ها و کانی‌ها است. هرچند تغییرات بزرگی در مقادیر k حتی برای یک سنگ به خصوص وجود دارد، اما به طور کلی سنگ‌های رسوبی پایین‌ترین و سنگ‌های آذرین بالاترین میانگین خودپذیری را دارا می‌باشند.

بنابراین وقتی یک جسم مغناطیسی در میدان خارجی H قرار می‌گیرد، قطب‌های داخلی آن در اثر این میدان کم و بیش در یک خط قرار می‌گیرند و خود یک میدان مغناطیسی القا شده به وجود می‌آورد. این میدان باعث افزایش میدان کل در داخل جسم می‌شود و به شدت مغناطیدگی بستگی دارد. القای مغناطیسی B میدان کل نامیده می‌شود و شامل اثر مغناطیدگی نیز می‌باشد [۱۹]:

$$B = \mu_0 \left(H + M\right) = \mu_0 \left(1 + k\right) H = \mu_0 \mu H \qquad (۱۶-۲)$$

جدول ۲-۱ خودپذیری مغناطیسی سنگ‌ها و کانی‌های گوناگون [۱۹].

خودپذیری × 10^{3} (SI)

نوع	گستره	میانگین	نوع	گستره	میانگین
رسوبی			بازالت‌ها	۰/۲ - ۱۷۵	۷۰
دولومیت	۰ - ۰/۹	۰/۱	دیوریت	۰/۶ - ۱۲۰	۸۵
سنگ آهک‌ها	۰ - ۳	۰/۳	پیروکسنیت		۱۲۵
ماسه سنگ‌ها	۰ - ۲۰	۰/۴	پریدوتیت	۹۰ - ۲۰۰	۱۵۰
شیل‌ها	۰/۰۱ - ۱۵	۰/۶	آندوزیت		۱۶۰
متوسط ۴۸ سنگ رسوبی	۰ - ۱۸	۰/۹	متوسط سنگ‌های آذرین	۰ - ۸۰	۸
			متوسط سنگ‌های آذرین	۰/۵ - ۹۷	۲۵
دگرگونی					
آمفیبولیت		۰/۷	**کانی‌ها**		
شیست	۰/۳ - ۳	۱/۴	گرافیت		۰/۱
گنیس	۰/۱ - ۲۵		کوارتز		-۰/۰۱
کوارتزیت		۴	سنگ نمک		-۰/۰۱
سرپنتین	۳ - ۱۷		انیدریت، ژیپس		-۰/۰۱
اسلیت	۰ - ۳۵	۶	کلسیت	-۰/۰۰۱ - -۰/۰۱	
متوسط ۶۱ سنگ دگرگونی	۰ - ۷۰	۴/۲	ذغال سنگ		۰/۰۲
			رس‌ها		۰/۲
آذرین			هماتیت	۰/۵ - ۳۵	۶/۵
گرانیت	۰ - ۵۰	۲/۵	کرومیت	۳ - ۱۱۰	۷
ریولیت	۰/۲ - ۳۵		فرانکلینیت		۴۳۰
دولریت	۱ - ۳۵	۱۷	پیروتیت	۱ - ۶۰۰۰	۱۵۰۰
پورفیری	۰/۳ - ۲۰۰	۶۰	ایلمنیت	۳۰۰ - ۳۵۰۰	۱۸۰۰
گابرو	۱ - ۹۰	۷۰	مگنتیت	۱۲۰۰ - ۱۹۲۰۰	۶۰۰۰

در معادله ۲-۱۶ B میدان مغناطیسی برآیند برحسب تسلا و μ_0 تراوایی فضای آزاد[۱] (آمپرمتر / وبر $۱۰^{-۷} \times ۴\pi$) است. بنابر این اندازه‌گیری‌های میدان ژئومغناطیسی یک منطقه در هر نقطه شامل مجموع میدان مغناطیسی طبیعی و مغناطیس سنگ‌های آنجاست.

برداشت داده‌های مغناطیسی توسط دستگاه‌های مختلفی انجام می‌شود که از آن جمله می‌توان به مگنتومتر پروتون اشاره کرد. پس از برداشت داده‌ها نیز انجام تصحیحاتی مانند تصحیح تغییرات روزانه و تصحیح توپوگرافی بر روی آن‌ها الزامی است.

۲-۳-۳ محاسبه اثر مغناطیسی یک توده سه بعدی به روش پیشرو

میدان مغناطیسی ناشی از حجمی از ماده مغناطیسی طبق رابطه زیر محاسبه می‌شود [۲۰]:

$$B = -C_m \nabla_P \int_R M . \nabla_Q \frac{1}{r} dv \tag{۲-۱۷}$$

که در آن، M مغناطیدگی و r فاصله از نقطه مشاهده P تا المان حجمی dv توده است. مقدار ثابت C_m نیز در سیستم SI برابر با $۱۰^{-۷}$ هانری بر متر می‌باشد. اما در اکثر برداشت‌های مغناطیسی آنومالی کل میدان اندازه‌گیری می‌شود که به صورت تقریبی از رابطه زیر محاسبه می‌شود [۲۰]:

$$\Delta T = -C_m \hat{F} . \nabla_P \int_R M . \nabla_Q \frac{1}{r} dv \tag{۲-۱۸}$$

که در آن، F برداری یکه و در جهت میدان زمین است. مشابه با مدل‌سازی پیشرو داده‌های گرانی در اینجا نیز مشکل اصلی حل انتگرال حجمی است. در عمل حجم توده مغناطیسی را می‌توان توسط مجموعه‌ای از المان‌های ساده‌تر مانند دو قطبی‌های مغناطیسی، منشورهای مستطیلی و یا ورقه‌های

---

[۱] Permeability of free space

چندضلعی تخمین زد. رابطه محاسبه میدان مغناطیسی ناشی از یک منشور مستطیلی توسط باتاچاریا[۱] ارائه شده است [۲۰]:

$$\Delta T = C_m M \left[\frac{\alpha_{23}}{2} \log\left(\frac{r-x'}{r+x'}\right) + \frac{\alpha_{13}}{2} \log\left(\frac{r-y'}{r+y'}\right) - \alpha_{12} \log\left(r+z_1\right) \right.$$
$$- \hat{M}_x \hat{F}_x \arctan\left(\frac{x'y'}{x'^2 + rz_1 + z_1^2}\right) - \hat{M}_y \hat{F}_y \arctan\left(\frac{x'y'}{r^2 + rz_1 - x'^2}\right) \qquad (۱۹\text{-}۲)$$
$$\left. + \hat{M}_z \hat{F}_z \arctan\left(\frac{x'y'}{rz_1}\right) \right]_{x'=x_1 \quad y'=y_1}^{x'=x_2 \quad y'=y_2}$$

که در آن:

$$\alpha_{12} = \hat{M}_x \hat{F}_y + \hat{M}_y \hat{F}_x$$
$$\alpha_{13} = \hat{M}_x \hat{F}_z + \hat{M}_z \hat{F}_x$$
$$\alpha_{23} = \hat{M}_y \hat{F}_z + \hat{M}_z \hat{F}_y$$
$$r^2 = x'^2 + y'^2 + z'^2$$

که در آن، F میدان مغناطیسی زمین است و هر منشور دارای مغناطیدگی M و ابعاد $x_1 \le x \le x_2$ ، $y_1 \le y \le y_2$ و $z_1 \le z \le \infty$ است. برای محاسبه آنومالی کل مشاهده شده در مبدأ مختصات و ناشی از یک منشور مستطیلی که از عمق z_a تا z_b امتداد یافته است، ابتدا باید رابطه ۲-۱۹ را برای منشوری با عمق z_a و مغناطیدگی M و سپس منشوری با عمق z_b و مغناطیدگی M- محاسبه کرد. تابع متلب mbox در پیوست الف (الف-۲) با استفاده از معادله ۲-۱۹ آنومالی کل میدان مغناطیسی ناشی از یک منشور مستطیلی مجزا را در یک نقطه مشاهده محاسبه می‌کند.

[۱] Bhattacharyya

فصل سوم

روش‌های شناسایی مرز چشمه‌های بی‌هنجار

۳-۱ مقدمه

یکی از مهم‌ترین مراحل در تفسیر داده‌های میدان پتانسیل تفکیک عمودی آنومالی‌های ناشی از منابع محلی و منطقه‌ای و شناسایی مرزهای افقی آن‌ها است. روش‌هایی چون فیلترهای پایین‌گذر و بالاگذر، روندسطحی، ادامه فراسو[1] و ادامه فروسو[2] بر اساس طول موج‌های متفاوت آنومالی‌ها (توده‌های عمیق طول موج بلندتری نسبت به توده‌های سطحی دارند)، تفکیک عمودی توده‌های آنومال را انجام می‌دهند اما کمکی به تفکیک جانبی آن‌ها نمی‌کنند.

در بررسی ناهمگنی جانبی توده‌های زمین‌شناسی، به ویژه موقعیت لبه آن‌ها، داده‌های میدان پتانسیل مزایای منحصر به فردی دارند. زمانی که از لبه‌های زمین‌شناسی نام برده می‌شود، عمدتاً به خطوط گسل و مرزهای زمین‌شناسی یا واحدهای سنگی با چگالی یا طبیعت مغناطیسی متفاوت اشاره می‌گردد [۱۲]. روش‌های متعددی برای شناسایی مرزهای افقی توده‌های آنومال وجود دارد که در این فصل به طور مفصل به شرح آن‌ها خواهیم پرداخت. این روش‌ها بر اساس مکان نقاط ماکزیمم و یا صفر بدست آمده توسط مشتقات افقی یا عمودی و یا ترکیبات متفاوت آن‌ها می‌باشند. اما به هر حال تفاوتی بین لبه‌های بدست آمده و لبه‌های واقعی وجود دارد که این تفاوت با شکل مرز، عمق، اندازه و دیگر فاکتورهای توده زمین‌شناسی تغییر می‌کند.

۳-۲ مشتقات افقی کل (THDR)[3]

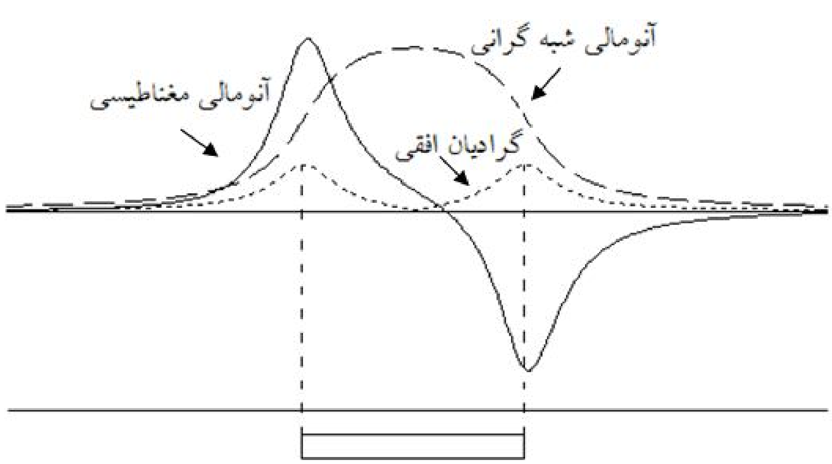
بیشینه مقادیر گرادیان افقی آنومالی گرانی یا شبه گرانی (آنومالی گرانی مشاهده شده در صورت جایگزینی توزیع مغناطیدگی با یک توزیع چگالی مشابه) ناشی از یک توده آنومال با لبه‌های عمودی و با

[1] Upward continuation
[2] Downward continuation
[3] Total horizontal derivatives

فاصله زیاد از منابع دیگر، بر روی لبه‌های آن قرار می‌گیرد (شکل ۳-۱). از این ویژگی برای اولین بار توسط کردل در سال ۱۹۷۹ برای تعیین محل تغییرات ناگهانی جانبی چگالی استفاده شد. سپس در سال ۱۹۸۵ توسط کردل و گراچ برای داده‌های مغناطیسی (تعیین محل تغییرات ناگهانی جانبی مغناطیدگی) نیز به کار برده شد. اندازه گرادیان افقی توسط رابطه زیر محاسبه می‌شود [۱۲]:

$$THDR(x,y)=\sqrt{\left(\frac{\partial f(x,y)}{\partial x}\right)^2+\left(\frac{\partial f(x,y)}{\partial y}\right)^2} \qquad (۱-۳)$$

که در آن f(x,y) می‌تواند آنومالی گرانی، آنومالی شبه گرانی و یا آنومالی مغناطیسی اندازه‌گیری شده در قطب شمال مغناطیسی (RTP) باشد. استفاده از RTP در عرض‌های مغناطیسی پایین ناپایدار است و علاوه بر این در اغلب موارد اطلاعاتی در مورد مغناطیدگی باقی‌مانده، برای محاسبات RTP وجود ندارد. بنابراین برای اعمال این روش برای داده‌های مغناطیسی، ابتدا باید تبدیل شبه گرانی بر روی این داده‌ها انجام شود.



شکل ۳-۱ آنومالی مغناطیسی، آنومالی شبه گرانی و گرادیان افقی یک توده آنومال دو بعدی.

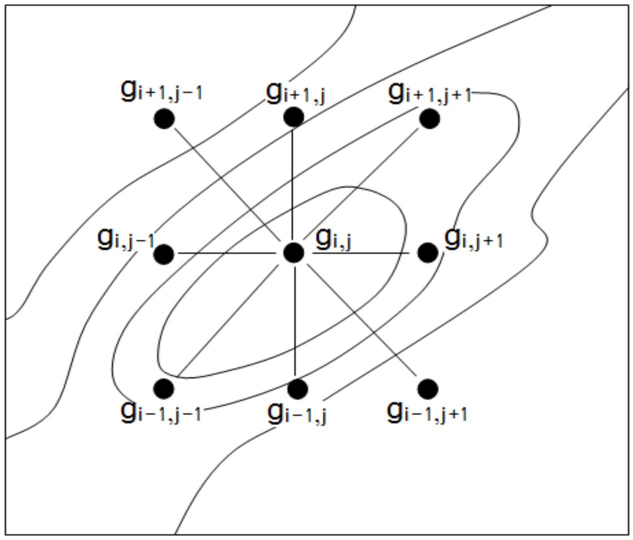
لازم به ذکر است که در پاره‌ای از موارد گرادیان افقی آنومالی هیچ ارتباطی با گسترش جانبی چشمه بی‌هنجار ندارد. به عنوان مثال ماکزیمم گرادیان افقی آنومالی گرانی یا شبه گرانی در بالای یک توده کروی به صورت یک حلقه است اما قطر آن تنها متناسب با عمق مرکز کره می‌باشد و هیچ ارتباطی با اندازه کره ندارد. زمانی که مرزها تقریباً عمودی نباشند، چندین مرز در مجاور یکدیگر قرار داشته باشند و یا صفحه مشاهده بی‌هنجاری مواج باشد نیز مقادیر ماکزیمم THDR دقیقاً بر روی مرزهای بالایی چشمه بی‌هنجار قرار نمی‌گیرند [۲۲].

مشتقات افقی به راحتی توسط روش‌های تفاضل محدود[۱] و از اندازه‌گیری‌های گسسته میدان پتانسیل محاسبه می‌شوند. به عنوان مثال اگر مقادیر $\phi(i,j)$ اندازه‌گیری‌های گسسته تابع $\phi(x,y)$ در فواصل مساوی Δx و Δy باشند، مشتقات افقی این تابع در نقطه i و j به طور تقریبی برابر است با [۲۰]:

$$\frac{d\phi(x,y)}{dx} \approx \frac{\phi_{i+1,j}-\phi_{i-1,j}}{2\Delta x}$$
$$\frac{d\phi(x,y)}{dy} \approx \frac{\phi_{i,j+1}-\phi_{i,j-1}}{2\Delta y} \qquad (۲-۳)$$

گرادیان افقی در نرم افزار متلب به همین روش و توسط تابع gradient به راحتی محاسبه می‌شود. تعیین محل مقادیر ماکزیمم گرادیان افقی نیز با یک بررسی ساده قابل انجام است، اما بلکلی و سیمپسون[۲] (۱۹۸۶) توسط الگوریتمی این مرحله را به صورت خودکار درآوردند. بدین منظور ابتدا باید داده‌ها را بر روی یک شبکه مستطیلی پیاده کرد. سپس هر یک از نقاط شبکه $g_{i,j}$ (به جز سطرها و ستون‌های مرزی) مطابق شکل ۳-۲ با هشت نقطه مجاور خود برای بررسی وجود یک مقدار ماکزیمم، مقایسه می‌شوند. این مقایسه توسط نامساوی‌های زیر انجام می‌شود [۲۲]:

[۱] finite-difference
[۲] Blackely & Simpson



شکل ۳-۲ موقعیت نقاط شبکه برای پیدا کردن یک مقدار ماکزیمم برای گرادیان افقی آنومالی‌های گرانی یا مغناطیس در مجاورت نقطه $g_{i,j}$.

$$
\begin{aligned}
&g_{i-1,j} < g_{i,j} > g_{i+1,j} \\
&g_{i,j-1} < g_{i,j} > g_{i,j+1} \\
&g_{i+1,j-1} < g_{i,j} > g_{i-1,j+1} \\
&g_{i-1,j-1} < g_{i,j} > g_{i+1,j+1}
\end{aligned}
\tag{۳-۳}
$$

در صورتی که هر یک از نامساوی‌های فوق درست باشد، به شمارشگر N یک عدد افزوده می‌شود. بنابراین مقدار N بین صفر تا چهار خواهد بود. برای هر نامساوی درست، موقعیت افقی و مقدار نقطه ماکزیمم با عبور یک چند جمله‌ای درجه دوم از سه نقطه آن نامساوی به دست می‌آیند. مثلاً اگر نامساوی $g_{i,j-1} < g_{i,j} > g_{i,j+1}$ برقرار باشد، موقعیت افقی نقطه ماکزیمم نسبت به موقعیت نقطه $g_{i,j}$ به این صورت به دست می‌آید [۲۲]:

$$
\begin{aligned}
&x_{\max} = -\frac{bd}{2a} \\
&a = \frac{1}{2}\left(g_{i,j-1} - 2g_{i,j} + g_{i,j+1}\right) \\
&b = \frac{1}{2}\left(g_{i,j+1} - g_{i,j-1}\right)
\end{aligned}
\tag{۴-۳}
$$

و متغیر d هم برابر با فاصله بین نقاط شبکه است. مقدار گرادیان افقی نیز در نقطه x_{max} از رابطه زیر به دست می‌آید [۲۲]:

$$g_{max} = ax_{max}^2 + bx_{max} + g_{i,j} \tag{۳-۵}$$

در رابطه ۳-۳ اگر بیش از یک نامساوی صدق کند، بزرگترین مقدار g_{max} و موقعیت افقی x_{max} متناظر به آن گره اختصاص داده می‌شود. تابع متلب blackly در پیوست الف (الف-۴) توسط حلقه‌های تودرتو مقادیر g_{max} ، x_{max} و N را برای نقاطی که در آن $N > 0$ را محاسبه می‌کند. حال می‌توان ماکزیمم‌ها را در هر یک از چهار سطح $N = 1,2,3,4$ نمایش داد اما با در نظر گرفتن $N = 2$ یا $N = 3$ پرکاربردترین نقشه به دست می‌آید.

۳-۳ سیگنال تحلیلی

۳-۳-۱ تبدیل فوریه

یک تابع متناوب را می‌توان معادل با یک سری نامتناهی از جملات سینوسی وزن‌دار در نظر گرفت. برای مثال اگر f(x) تابعی با دوره تناوب L باشد، می‌توان آن را به صورت زیر نمایش داد [۲۰]:

$$f(x) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} F_n e^{ik_n x}$$

$$k_n = \frac{2\pi n}{L} \tag{۳-۶}$$

در این سری ضرایب وزنی F_n توسط انتگرل زیر محاسبه می‌شوند [۲۰]:

$$F_n = \frac{1}{L} \int_{x_0}^{x_0+L} f(x) e^{-ik_n x} dx \tag{۳-۷}$$

حال فرض کنید که f(x) در یک بازه محدود بر روی محور x ها تکرار نمی‌شود. در این حالت باید تغییرات آن را به یک قسمت با طول متناهی بر روی محور x ها محدود کرد، یا به عبارت دیگر [۲۰]:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} |f(x)|\, dx < \infty \qquad (۸-۳)$$

از آنجایی که آنومالی‌های گرانی و مغناطیسی شامل تعداد محدودی نقطه برداشت هستند، همواره این شرط در مورد آن‌ها صادق می‌باشد. بنابراین با فرض $x \to \infty$ در رابطه ۳-۷ تبدیل فوریه تابع غیرمتناوب f(x) به دست می‌آید [۲۰]:

$$F(k) = \int_{-\infty}^{\infty} f(x) e^{-ikx}\, dx \qquad (۹-۳)$$

و تبدیل فوریه معکوس آن نیز به صورت زیر بیان می‌گردد:

$$f(x) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} F(k) e^{ikx}\, dk \qquad (۱۰-۳)$$

متغیر k در رابطه ۳-۱۰ عدد موج نامیده می‌شود و مشابه با فرکانس زاویه‌ای در تبدیل فوریه در حوزه زمان است. عدد موج دارای واحد عکس فاصله می‌باشد و با طول موج رابطه معکوس دارد که به صورت زیر بیان می‌گردد:

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} \qquad (۱۱-۳)$$

به طور کلی تبدیل فوریه F(k) یک تابع مختلط با بخش‌های حقیقی و موهومی است که آن را می‌توان به صورت زیر نمایش داد [۲۰]:

$$F(k)=\left|F(k)\right|e^{i\theta(k)}$$

$$\left|F(k)\right|=\left[\left(\mathrm{Re}\,F(k)\right)^2+\left(\mathrm{Im}\,F(k)\right)^2\right]^{\frac{1}{2}} \qquad (۱۲-۳)$$
$$\theta(k)=\arctan\frac{\mathrm{Im}\,F(k)}{\mathrm{Re}\,F(k)}$$

توابع |F(k)| و θ(k) به ترتیب طیف دامنه و فاز نامیده می‌شوند. تا اینجا توابع مورد بحث تنها شامل یک متغیر بودند اما در مواردی مانند برداشت‌های گرانی ومغناطیس‌سنجی بر روی یک سطح، با توابعی با دو متغیر x و y مواجه هستیم. تبدیل فوریه به راحتی قابل تعمیم به توابعی با دو متغیر است و برای تابع f(x,y) تبدیل فوریه و معکوس آن به صورت زیر بیان می‌شوند [۲۰]:

$$F(k_x,k_y)=\int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty}f(x,y)e^{-i(k_x+k_y y)}dx\,dy$$
$$f(x,y)=\frac{1}{4\pi^2}\int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty}F(k_x,k_y)e^{i(k_x+k_y y)}dk_x\,dk_y \qquad (۱۳-۳)$$

$$k_x=\frac{2\pi}{\lambda_x},k_y=\frac{2\pi}{\lambda_y}$$

اما در عمل ما با داده‌های نمونه‌برداری شده مواجه هستیم که توابعی ناپیوسته هستند. تبدیل فوریه این توابع، تبدیل فوریه گسسته نامیده می‌شود. اگر N تعداد نقاط نمونه‌برداری شده از تابع f(x) با فواصل مساوی Δx باشد و مقدار f(x) را در خارج از این N نمونه صفر در نظر بگیریم، می‌توان N را نامتناهی فرض کرد. در این حالت رابطه تبدیل فوریه گسسته $F_D(k)$ با تبدیل فوریه F(k) به صورت زیر می‌باشد [۲۰]:

$$F_D(k)=\frac{1}{\Delta x}\sum_{j=-\infty}^{\infty}F\left(k-\frac{2\pi j}{\Delta x}\right) \qquad (۱۴-۳)$$

حالت ایده‌آل این است که برای هر نقطه‌ای مانند k_0 رابطه $\Delta x F_D(k_0) = F(k_0)$ برقرار باشد، اما طبق رابطه ۳-۱۳ تبدیل فوریه گسسته برابر با $F(k) + F(k_0)$ محاسبه شده در بی نهایت عدد موج دیگر است. در واقع رابطه ۳-۱۳پدیده‌ای مهم در داده‌های نمونه‌برداری شده، به نام الیاسینگ[۱] را توصیف می‌کند. الیاسینگ در اعداد موج نزدیک به $k = \frac{\pi}{\Delta x}$ بیشترین مقدار را خواهد داشت. این عدد موج، عدد موج نایکوئیست[۲] نامیده می‌شود. بنابراین یک راه برای کاهش اثر الیاسینگ افزایش عدد موج نایکوئیست است و این افزایش را تنها می‌توان با انتخاب فاصله نمونه‌برداری Δx کوچکتر انجام داد. تبدیل فوریه گسسته دوره‌ی تناوبی برابر با $2\pi / \Delta x$ دارد، بنابراین داده‌های غیرتکراری در بازه‌ی $\pm\pi / \Delta x$ قرار می‌گیرند و می‌توان گفت که عدد موج نایکوئیست بزرگترین عدد موج در دسترس می‌باشد. شایان ذکر است که طول موج نایکوئیست نیز دو برابر فاصله نمونه‌ها است [۲۰].

برای انجام تبدیل فوریه گسسته الگوریتم‌های متعددی در دسترس می‌باشند. بسیاری از این الگوریتم‌ها از ترفندی به نام دو تکه کردن[۳] استفاده می‌کنند که آن‌ها را از نظر محاسباتی کارامد می‌کند. چنین الگوریتم‌هایی تبدیل فوریه سریع[۴] نامیده می‌شوند. در نرم‌افزار متلب نیز تابعی به نام fft تبدیل فوریه گسسته را توسط یک الگوریتم تبدیل فوریه سریع محاسبه می‌کند.

۳-۳-۲ تبدیل هیلبرت

تبدیل هیلبرت نقش مهمی در سیگنال تحلیلی ایفا می‌کند. تبدیل هیلبرت تابع f(x) و معکوس آن به صورت زیر تعریف می‌شوند [۲۰]:

---
۱ aliasing
۲ Nyquist wavenumber
۳ doubling
۴ Fast Fourier Transform (FFT)

$$F_I(x) = -\frac{1}{\pi}\int_{-\infty}^{\infty}\frac{f(x')}{x-x'}dx'$$

(۳-۱۵)

$$f(x') = \frac{1}{\pi}\int_{-\infty}^{\infty}\frac{F_I(x)}{x'-x}dx$$

اما تبدیل هیلبرت f(x) مشابه کانولوشن f(x) با تابع $-1/\pi x$ است. بنابراین تبدیل هیلبرت دارای تبدیل فوریه‌ای یک بعدی است که از ضرب تبدیل فوریه f(x) در تبدیل فوریه $-1/\pi x$ محاسبه می‌شود [۲۰]:

$$F[F_I] = i\,\mathrm{sgn}(k)\,F[f] \tag{۳-۱۶}$$

از رابطه ۳-۱۶ نتیجه‌گیری می‌شود که تبدیل هیلبرت تأثیری بر روی دامنه f(x) ندارد اما فاز این تابع را اگر $k > 0$ باشد، به اندازه $\pi/2$ و در صورتی که $k < 0$ باشد، به اندازه $-\pi/2$ تغییر می‌دهد [۲۰].

۳-۳-۳ کاربرد سیگنال تحلیلی در میدان‌های پتانسیل

مفهوم سیگنال تحلیلی اولین بار توسط ویله[۱] در سال ۱۹۴۸ ارئه شد. سیگنال تحلیلی تابع f(x) کمیتی مختلط است و به صورت زیر تعریف می‌شود [۹]:

$$a(x) = f(x) - iH[f(x)] \tag{۳-۱۷}$$

که در آن A(x) سیگنال تحلیلی و H[f(x)] تبدیل هیلبرت تابع f(x) است. در حالت دو بعدی روابط بین میدان پتانسیل و مشتقات آن در حوزه فوریه به صورت زیر می‌باشند [۲۰]:

$$\begin{cases} F\left[\dfrac{\partial f}{\partial x}\right] = ikF[f] \\ F\left[\dfrac{\partial f}{\partial z}\right] = |k|\,F[f] \end{cases} \tag{۳-۱۸}$$

---

[۱] Ville

با توجه به روابط ۳-۱۶، ۳-۱۷ و ۳-۱۸ به آسانی مشاهده می‌شود که $\frac{\partial f}{\partial x}$ و $\frac{\partial f}{\partial z}$ یک زوج تبدیل هیلبرت می‌باشند:

$$H\left[\frac{f}{\partial x}\right]=-\frac{\partial f}{\partial z} \tag{۳-۱۹}$$

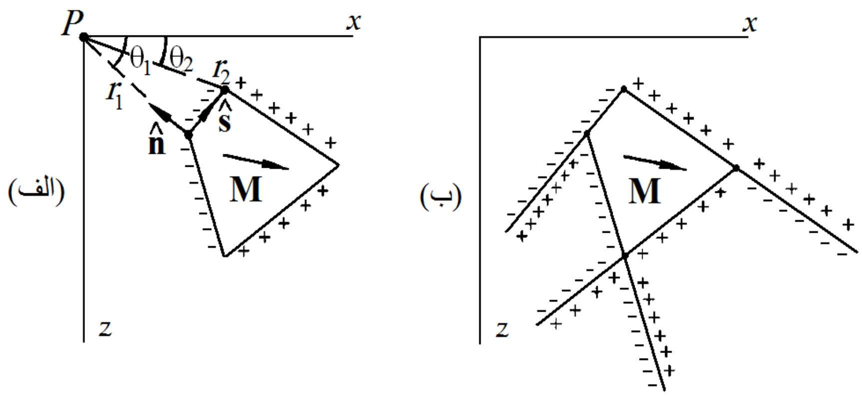
به عبارت دیگر معادله ۳-۱۶ برای $f\,(x)=\frac{\partial f}{\partial x}$ و $F_I\,(x)=-\frac{\partial f}{\partial z}$ صادق است، بنابراین برای سیگنال تحلیلی در حالت دو بعدی می‌توان نوشت:

$$A\,(x)=\frac{\partial f}{\partial x}+i\,\frac{\partial f}{\partial z} \tag{۳-۲۰}$$

تابع A(x) در شرایط کاچی-ریمن[۱] $\begin{cases} w\,(x\,,y\,)=u\,(x\,,y\,)+iv\,(x\,,y\,) \\ \frac{\partial u}{\partial x}=\frac{\partial v}{\partial y}\,,\frac{\partial u}{\partial y}=-\frac{\partial v}{\partial x} \end{cases}$ صدق می‌کند، بنابراین در تمام نقاط واقع بر محور x تحلیلی است. اما در کاربرد مفهوم سیگنال تحلیلی برای داده‌های میدان پتانسیل نبیقیان (۱۹۷۲,۱۹۷۴) پیشگام بود. نبیقیان در سال ۱۹۷۲ نشان داد که چگونه می‌توان از سیگنال تحلیلی برای تفسیر آنومالی‌های میدان کل مغناطیسی استفاده کرد. وی یک منبع دو بعدی با مغناطیدگی ثابت M و برش عرضی مطابق با شکل ۳-۳ الف را در نظر گرفت. آنومالی میدان کل اندازه‌گیری شده در امتداد محور x و ناشی از یک ضلع این n ضلعی که از نقطه (x_1,z_1) تا (x_2,z_2) امتداد دارد، از معادله زیر محاسبه می‌شود [۲۰]:

$$\begin{aligned} &\Delta T\,(x\,,z\,)=\alpha\,\log\frac{r_2}{r_1}+\beta(\theta_2-\theta_1), \\ &\alpha=-2C_m\,(M\,.\,\hat{n})(\hat{f}\,.\,\hat{s}) \\ &\beta=-2C_m\,(M\,.\,\hat{n})(\hat{f}\times\hat{s}) \end{aligned} \tag{۳-۲۱}$$

[۱] Cauchy-Riemann conditions



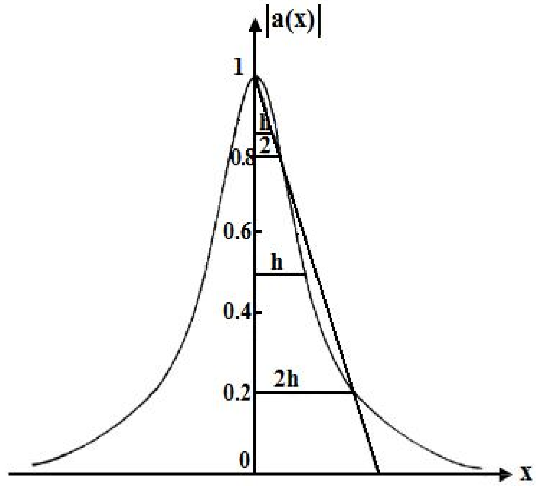
شکل ۳-۳ (الف) چند ضلعی دو بعدی با مغناطیدگی یکنواخت. (ب) n ضلعی را می‌توان با 2n ورقه نیمه بی‌نهایت (دو ورقه در هر گوشه) جایگزین کرد، بدون آنکه آنومالی مغناطیسی تغییر کند [۲۰].

که در رابطه ۳-۲۱ r_1، r_2، θ_1، θ_2، $\hat{n}$ و $\hat{s}$ در شکل ۳-۳ الف تعریف شده‌اند و $\hat{f}$ نیز جهت میدان دربرگیرنده[۱] است. مشتقات افقی و عمودی آنومالی ناشی از این ضلع به این صورت محاسبه می‌شوند [۲۰]:

$$\begin{cases} \dfrac{\partial}{\partial x}\Delta T(x,z) = \dfrac{\alpha(x-x_2)+\beta(z-z_2)}{r_2^2} - \dfrac{\alpha(x-x_1)+\beta(z-z_1)}{r_1^2}, \\ \dfrac{\partial}{\partial z}\Delta T(x,z) = \dfrac{\beta(x-x_2)-\alpha(z-z_2)}{r_2^2} - \dfrac{\beta(x-x_1)-\alpha(z-z_1)}{r_1^2} \end{cases} \qquad (۲۲-۳)$$

حال اگر هر ضلع چند ضلعی را مطابق با شکل ۳-۳ ب با دو ورقه نیمه بی‌نهایت با علامت عکس و α و β مشابه جایگزین کنیم، با توجه به همین شکل واضح است که آنومالی مغناطیسی تغییری نخواهد کرد. بنابراین ضلعی که از نقطه (x_1,z_1) تا (x_2,z_2) امتداد دارد، با دو ورقه جایگزین خواهد شد که یکی از نقطه (x_1,z_1) و دیگری از نقطه (x_2,z_2) امتداد می‌یابد. اگر فقط ورقه‌ای که از نقطه (x_2,z_2) امتداد می‌یابد را در نظر بگیریم، مشتق آنومالی میدان کل ناشی از این ورقه را می‌توان با در نظر گرفتن $r_1 \to \infty$ در معادله ۳-۲۱ محاسبه کرد. در نتیجه سیگنال تحلیلی این ورقه برابر است با [۲۰]:

[۱] ambient field



شکل ۳-۴ منحنی زنگوله‌ای شکل اندازه سیگنال تحلیلی [۵].

$$a(x,z)=\frac{\alpha+i\beta}{x-x_2-i(z-z_2)} \qquad (۳-۲۳)$$

می‌توان نشان داد که این معادله در شرایط کاچی-ریمن صدق می‌کند، بنابراین تحلیلی است. صورت این کسر فقط به جهت‌گیری ورقه $(\hat{n},\hat{s})$ نسبت به M و f و مخرج آن نیز منحصراً به نقطه انتهایی ورقه بستگی دارد. نبیقیان نشان داد که اگر مقدار $|a(x,z)|$ در امتداد محور x محاسبه شود، مطابق شکل ۳-۴ منحنی زنگوله‌ای شکل متقارنی به دست خواهد آمد که مرکز این منحنی تقریباً در نقطه $x=x_2$ قرار دارد و عرض آن با z_2 (عرض منحنی در نصف مقدار بیشینه آن برابر با $2|z-z_2|$ می‌باشد) در ارتباط می‌باشد. بنابراین به این طریق موقعیت افقی و عمق انتهای ورقه (x_2,z_2) را می‌توان محاسبه کرد.

با توجه به این که چند ضلعی به صورت 2n ورقه در نظر گرفته می‌شود که هر ورقه به یک رأس چند ضلعی منتهی می‌شود، در نتیجه اندازه سیگنال تحلیلی[۱] محاسبه شده بر روی هر رأس چند ضلعی دارای مقدار بیشینه‌ای می‌باشد و عرض آن نیز متناسب با عمق رأس مربوطه است. اما زمانی که رئوس این چند ضلعی نزدیک و یا در بالای یکدیگر باشند، منحنی‌های زنگوله‌ای شکل متعدد بر روی هم قرار می‌گیرند و

[۱] Analytic signal amplitude (ASA)

مشکل اصلی تفکیک این منحنی‌ها از یکدیگر است (شکل ۳-۵). تابع متلب $ASA2D$ در پیوست الف (الف-۵) اندازه سیگنال تحلیلی دو بعدی را مطابق مراحل زیر محاسبه می‌کند [۲۰]:

۱. مشتق $\Delta T(x,z)$ ا نسبت به x محاسبه می‌گردد.

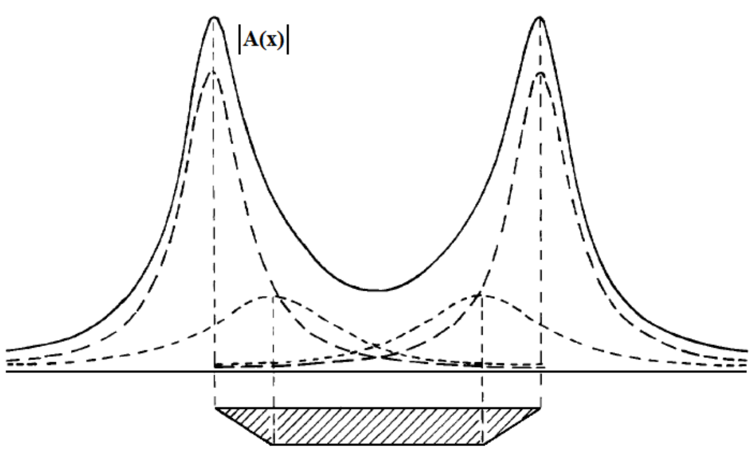
۲. تبدیل فوریه $\frac{\partial}{\partial x}\Delta T(x,z)$ را محاسبه کرده و برای مقادیر $k>0$ دو برابر و برای مقادیر $k<0$ در صفر ضرب می‌گردد.

۳. برای محاسبه سیگنال تحلیلی، تبدیل فوریه معکوس به دست می‌آید.

۴. اندازه سیگنال تحلیلی $|a(x,z)|$ محاسبه می‌گردد.

روش دیگر نیز محاسبه جداگانه مشتقات افقی و عمودی آنومالی میدان کل و به دست آوردن اندازه سیگنال تحلیلی دو بعدی طبق معادله زیر می‌باشد:

$$|A(x)|=\sqrt{\left(\frac{\partial \Delta T}{\partial x}\right)^2+\left(\frac{\partial \Delta T}{\partial z}\right)^2} \tag{۳-۲۴}$$



شکل ۳-۵ سیگنال تحلیلی محاسبه شده بر روی یک توده ذوزنقه‌ای شکل (منحنی پررنگ). سیگنال تحلیلی محاسبه شده بر روی هر رأس نیز توسط منحنی‌های خط چین نشان داده شده‌اند [۵].

در سال ۱۹۷۴ نبیقیان به توسعه روابط قبلی پرداخت و مشتقات مرتبه n ام سیگنال تحلیلی دو بعدی را به صورت زیر ارائه کرد [۲۳]:

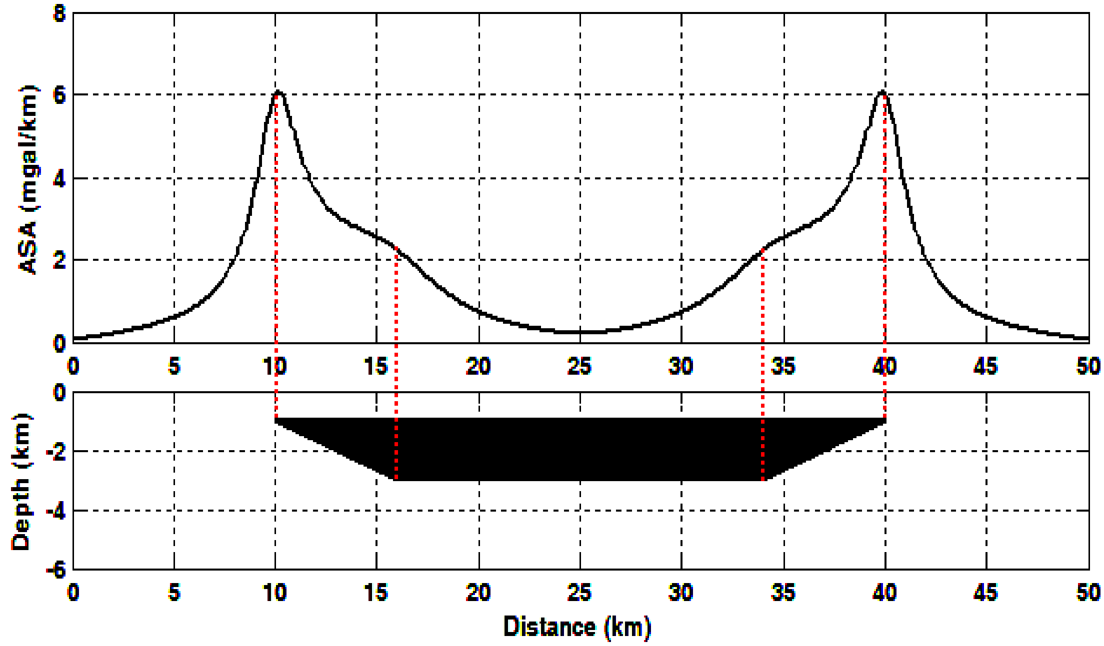
$$\left|A_n(x)\right| = \sqrt{\left(\frac{\partial^n}{\partial x^n}\frac{\partial \Delta T}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial^n}{\partial x^n}\frac{\partial \Delta T}{\partial z}\right)^2} \qquad (۳-۲۵)$$

تابع متلب $ASA2Dn$ در پیوست الف (الف-۶) اندازه مشتق مرتبه n ام سیگنال تحلیلی دو بعدی را محاسبه می‌کند. همان طور که در شکل‌های ۳-۶ و ۳-۷ مشاهده می‌شود، استفاده از مشتقات سیگنال تحلیلی برای یک توده ذوزنقه‌ای شکل باعث افزایش اختلاف بین مقدار سیگنال تحلیلی در بالای رئوس سطحی‌تر نسبت به رئوس عمیق می‌گردد، بنابر این تفکیک بهتری برای رئوس مجاور صورت می‌گیرد. لازم به ذکر است که این مفاهیم را برای داده‌های گرانی‌سنجی نیز می‌توان به کاربرد.

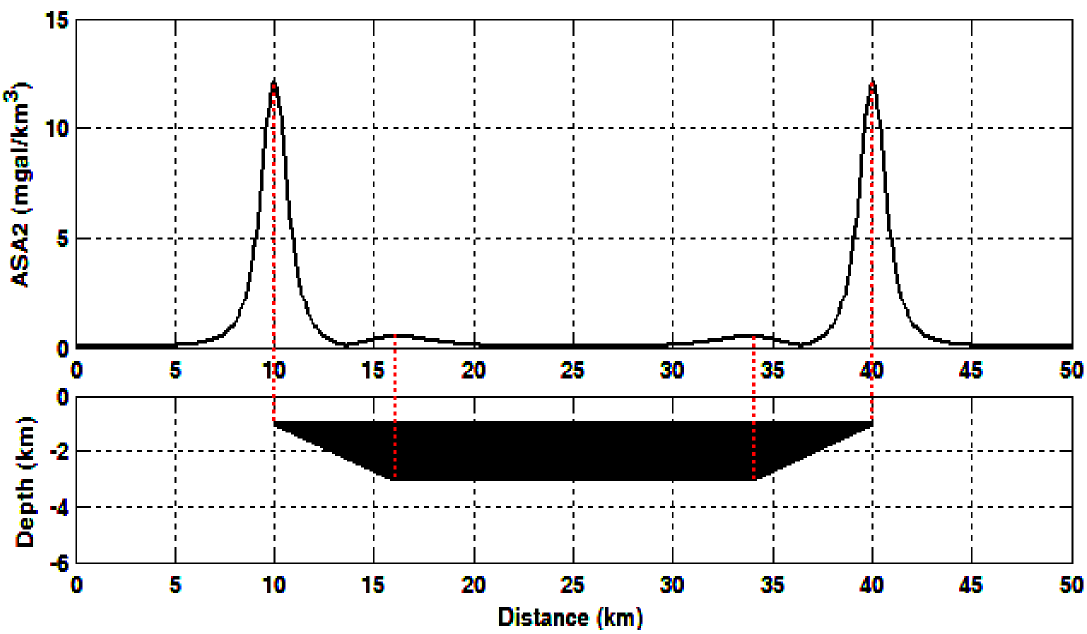
تعمیم تبدیل هیلبرت و سیگنال تحلیلی دو بعدی به سه بعدی نیز در سال ۱۹۸۴ توسط نبیقیان صورت گرفت. با توجه به روابط بین میدان پتانسیل و مشتقات آن در حوزه فوریه (معادلات ۳-۱۸)، برای سیگنال تحلیلی در حالت دو بعدی می‌توان نوشت:

$$F\left[\frac{\partial f}{\partial x} + i\,\frac{\partial f}{\partial z}\right] = \left(1+\operatorname{sgn}(k)\right)F\left[\frac{\partial f}{\partial x}\right] \qquad (۳-۲۶)$$

اما روابط بین میدان پتانسیل و مشتقات آن در حوزه‌ی فوریه برای حالت سه بعدی به صورت زیر می‌باشند [۲۰]:



شکل ۳-۶ اندازه سیگنال تحلیلی بر روی یک توده ذوزنقه‌ای شکل.



شکل ۳-۷ اندازه مشتق مرتبه دوم سیگنال تحلیلی بر روی یک توده ذوزنقه‌ای شکل.

$$F\left[\frac{\partial f}{\partial x}\right]=ik_x F\left[f\right]$$
$$F\left[\frac{\partial f}{\partial y}\right]=ik_y F\left[f\right] \qquad (۲۷-۳)$$
$$F\left[\frac{\partial f}{\partial z}\right]=\sqrt{k_x^2+k_y^2}\; F\left[f\right]$$

بنابراین تعمیم رابطه ۳-۲۶ برای سیگنال تحلیلی سه بعدی را می‌توان از رابطه زیر آغاز نمود [۱]:

$$\sqrt{k_x^2+k_y^2}=ik_x \frac{-ik_x}{\sqrt{k_x^2+k_y^2}}+ik_y \frac{-ik_y}{\sqrt{k_x^2+k_y^2}} \qquad (۲۸-۳)$$

اگر طرفین معادله ۳-۲۸ در $F[\phi]$ ضرب گردند، با توجه به روابط ۳-۲۷ داریم [۱]:

$$F\left[\frac{\partial f}{\partial z}\right]=\frac{-ik_x}{\sqrt{k_x^2+k_y^2}}F\left[\frac{\partial f}{\partial x}\right]+\frac{-ik_y}{\sqrt{k_x^2+k_y^2}}F\left[\frac{\partial f}{\partial y}\right] \qquad (۲۹-۳)$$

در نتیجه شکل تعمیم یافته معادله ۳-۲۶ برای حالت سه بعدی به صورت زیر می‌باشد [۱]:

$$F\left[\frac{\partial f}{\partial x}+\frac{\partial f}{\partial y}+i\,\frac{\partial f}{\partial z}\right]=\left(1+\frac{k_x}{\sqrt{k_x^2+k_y^2}}\right)F\left[\frac{\partial f}{\partial x}\right]+\left(1+\frac{k_y}{\sqrt{k_x^2+k_y^2}}\right)F\left[\frac{\partial f}{\partial y}\right] \qquad (۳۰-۳)$$

با محاسبه تبدیل فوریه معکوس معادله ۳-۳۰ می‌توان سیگنال تحلیلی را محاسبه نمود. اما روئست و همکاران او در سال ۱۹۹۲ سیگنال تحلیلی سه بعدی را به صورت زیر تعریف کردند [۶]:

$$A(x,y)=\frac{\partial f}{\partial x}\hat{x}+\frac{\partial f}{\partial y}\hat{y}+i\,\frac{\partial f}{\partial z}\hat{z} \qquad (۳۱-۳)$$

که در آن $\hat{x}$ ، $\hat{y}$ و $\hat{z}$ به ترتیب بردارهای واحد در جهت‌های x ، y و z هستند. قسمت‌های حقیقی و موهومی معادله ۳-۳۱ زوج تبدیل هیلبرت یکدیگر می‌باشند. بنابراین این معادله در شرط اساسی سیگنال

تحلیلی صدق می‌کند. این مطلب (زوج تبدیل هیلبرت بودن قسمت‌های حقیقی و موهومی معادله ۳-۳۱) را می‌توان توسط تبدیل معادله ۳-۳۱ به حوزه عدد موج و بیان آن به شکل گرادیان تبدیل فوریه میدان پتانسیل نشان داد [۶]:

$$\hat{t}.F\left[A(x,y)\right]=\hat{h}.\nabla F\left[f\right]+i\,\hat{z}.\nabla F\left[f\right] \tag{۳-۳۲}$$

که در آن ∇ عملگر گرادیان در حوزه عدد موج $ik_x\hat{x}+ik_y\hat{y}+|\mathbf{k}|\hat{z}$، $\hat{t}=\hat{x}+\hat{y}+\hat{z}$ و $\hat{h}=\hat{x}+\hat{y}$ می‌-باشند. قسمت حقیقی و موهومی معادله ۳-۳۲ مشتق افقی و عمودی میدان پتانسیل هستند، که با توجه به رابطه بین گرادیان افقی و عمودی میدان‌های پتانسیل می‌توان نوشت [۶]:

$$\hat{h}.\nabla F\left[f\right]=i\hat{h}.\mathbf{k}F\left[f\right]=i\,\frac{\left(\hat{h}.\mathbf{k}\right)}{|\mathbf{k}|}|\mathbf{k}|F\left[f\right]=i\,\frac{\left(\hat{h}.\mathbf{k}\right)}{|\mathbf{k}|}\hat{z}.\nabla F\left[f\right] \tag{۳-۳۳}$$

بنابراین مشاهده می‌شود که مشتقات افقی و عمودی میدان پتانسیل در حوزه عدد موج توسط عملگر تبدیل هیلبرت سه بعدی $i\left(\hat{h}.\mathbf{k}\right)/|\mathbf{k}|$ مرتبط می‌شوند. اما برای تفسیر خودکار داده‌های شبکه‌بندی شده تابعی سه بعدی، مشابه با تابع دو بعدی دامنه یا قدر مطلق معرفی شده توسط نبیقیان مورد نیاز است. از معادله ۳-۳۱ تابع اندازه سیگنال تحلیلی سه بعدی به صورت زیر به دست می‌آید [۶]:

$$|A(x,y)|=\sqrt{\left(\frac{\partial f}{\partial x}\right)^2+\left(\frac{\partial f}{\partial y}\right)^2+\left(\frac{\partial f}{\partial z}\right)^2} \tag{۳-۳۴}$$

تعمیم روش سیگنال تحلیلی به حالت سه بعدی امکان تفسیر حجم بسیار بزرگتری از داده‌ها را فراهم می‌آورد. محاسبه اندازه سیگنال تحلیلی در شکل ۳-۸ خلاصه شده است. این شکل بی‌هنجاری مغناطیسی بر روی یک منشور مربعی را نشان می‌دهد، که در ادامه توسط تابع متلب ASA3D در پیوست

الف (الف-۷) مشتقات افقی و عمودی و اندازه سیگنال تحلیلی آن محاسبه شده‌اند. در انتها نیز به روش بلکلی و سیمپسون تابعی به دست می‌آید که نقاط ماکزیمم را بر روی لبه‌های منشور نشان می‌دهد.

با توجه به اینکه استفاده از مشتقات دامنه سیگنال تحلیلی، تفکیک موثرتری برای بی‌هنجاری‌های ناشی از ساختارهای مجاور ارائه می‌دهد، دبگلیا و کرپل در سال ۱۹۹۷ مشتق مرتبه n ام سیگنال تحلیلی را به صورت سیگنال تحلیلی مشتق عمودی مرتبه n ام میدان f (f_n^z) تعریف کردند. با توجه به معادله ۳-۳۲ تبدیل فوریه مشتق مرتبه n ام سیگنال تحلیلی به صورت زیر به دست می‌آید [۷]:

$$\hat{t}.F\left[A_n(x,y)\right]=\hat{h}\,.\nabla F\left(f_n^z\right)+i\,\hat{z}\,.\nabla F\left(f_n^z\right) \tag{۳-۳۵}$$

اگر ϕ_n^h مشتق افقی مرتبه n ام میدان ϕ باشد، می‌توان نوشت [۷]:

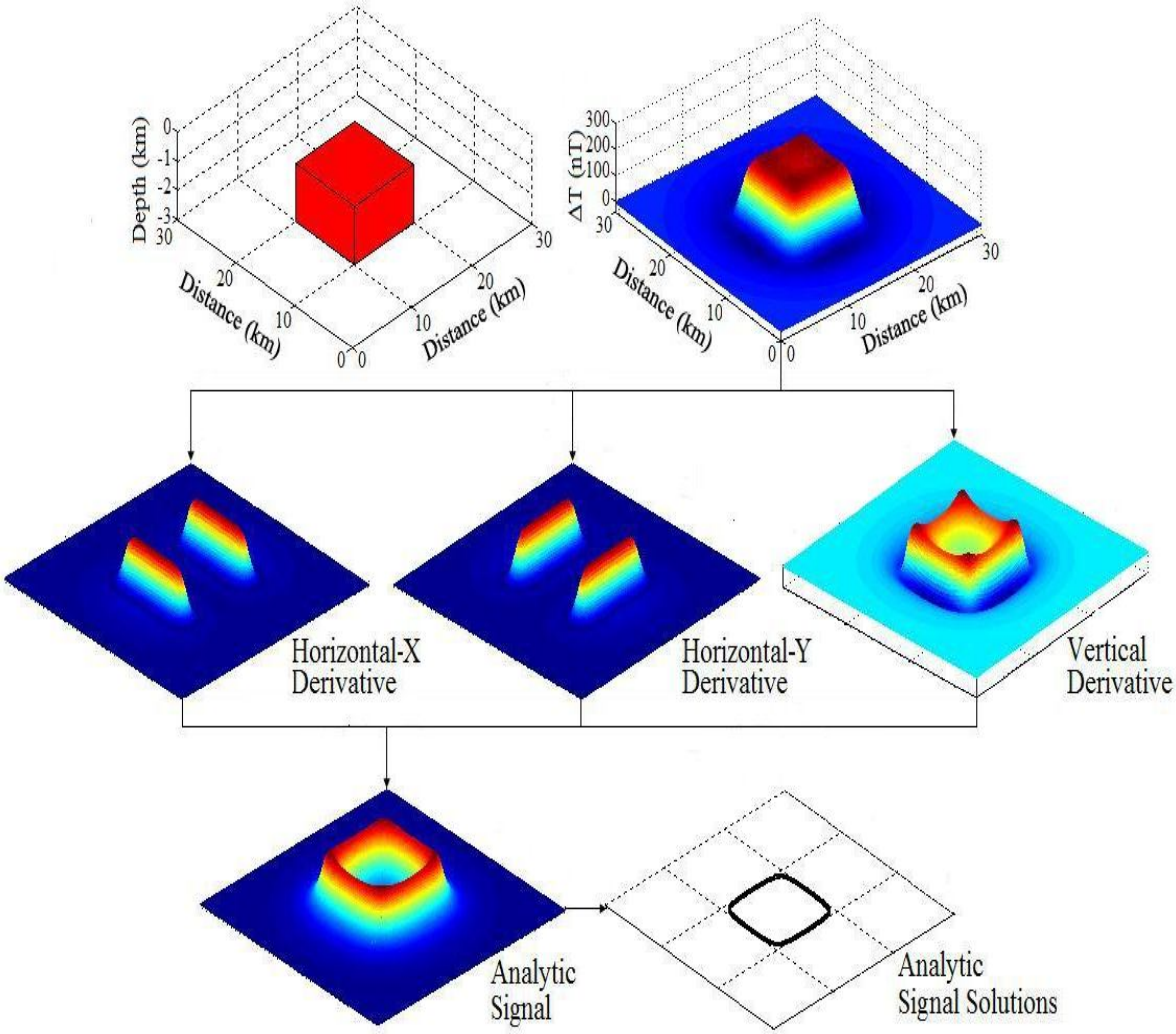
$$F(f_n^z)=\left|\mathbf{k}\right|^n F\left(f\right)=\left[\frac{(-i\,\mathbf{k}).(i\,\mathbf{k})}{\left|\mathbf{k}\right|}\right]^n F\left(f\right)=\left[-i\,\frac{\mathbf{k}}{\left|\mathbf{k}\right|}\right]^n F\left(f_n^h\right) \tag{۳-۳۶}$$

و بنابراین معادله ۳-۳۵ را به صورت زیر نیز می‌توان نوشت [۷]:

$$\hat{t}.F\left[A_n(x,y)\right]=\left[-i\,\frac{\mathbf{k}}{\left|\mathbf{k}\right|}\right]^n\left[\hat{h}\,.\nabla F\left(f_n^h\right)+i\,\hat{z}\,.\nabla F\left(f_n^h\right)\right] \tag{۳-۳۷}$$

در نتیجه مشابه با معادله ۳-۳۴ اندازه مشتق مرتبه n ام سیگنال تحلیلی را می‌توان بر حسب مشتق افقی یا عمودی میدان f بیان کرد [۷]:

$$\left|A_n(x,y)\right|=\sqrt{\left(\frac{\partial f_n^z}{\partial x}\right)^2+\left(\frac{\partial f_n^z}{\partial y}\right)^2+\left(\frac{\partial f_n^z}{\partial z}\right)^2} \tag{۳-۳۸}$$



شکل ۳-۸ مشتقات افقی و عمودی و اندازه سیگنال تحلیلی محاسبه شده برای بی‌هنجاری میدان مغناطیسی کل ناشی از یک منشور مربعی. موقعیت نقاط ماکزیمم و شکل این سیگنال می‌توانند برای شناسایی مرزهای چشمه بی‌هنجار و تخمین عمق آن مورد استفاده قرار گیرند.

$$|A_n(x,y)| = \sqrt{\left(\frac{\partial f_n^h}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial f_n^h}{\partial y}\right)^2 + \left(\frac{\partial f_n^h}{\partial z}\right)^2} \quad (۳۹-۳)$$

اما برای محاسبات عملی باید از معادله ۳-۳۸ استفاده کرد زیرا محاسبه مشتق عمودی مرتبه n ام در حوزه فرکانس بسیار ساده‌تر می‌باشد. تابع متلب ASA3Dn در پیوست الف (الف-۸) نیز با استفاده از همین معادله اندازه مشتق مرتبه n ام سیگنال تحلیلی را محاسبه می‌کند. با محاسبه مشتق مرتبه اول و

دوم سیگنال تحلیلی نتایج بهتری حاصل می‌شوند، اما مشتقات مرتبه بالاتر به دلیل ایجاد نویز و اثرات مرزی نامطلوب، نقشه‌های قابل قبولی ارائه نمی‌دهند.

با توجه به معادله ۳-۲۳ واضح است که در حالت دو بعدی اندازه سیگنال تحلیلی مستقل از جهت مغناطیدگی می‌باشد. بسیاری از محققان این فرض مهم (چشمه بی‌هنجار دو بعدی) را نادیده گرفتند و تمام مشخصات حالت دو بعدی را به سیگنال تحلیلی سه بعدی نیز تعمیم دادند. اما ژانگ لی در سال ۲۰۰۶ علیرغم آنچه تا آن زمان تصور می‌شد (شکل و اندازه سیگنال تحلیلی سه بعدی مستقل از جهت مغناطیدگی است) اثبات کرد که اندازه سیگنال تحلیلی سه بعدی به تمام پارامترهای میدان مغناطیسی کل (جهت میدان مغناطیسی زمین، جهت مغناطیدگی توده ، شیب و عمق چشمه بی‌هنجار) وابسته است [۹]. بنابراین روش ASA نسبت به THDR دارای محدودیت‌های بیشتری است.

مقادیر ماکزیمم ASA نسبت به عمق بسیار حساس می‌باشند و تنها زمانی بر روی مرزهای چشمه بی‌هنجار قرار می‌گیرند که عمق آن کم باشد. با این وجود سیگنال تحلیلی سه بعدی می‌تواند برای تفسیر کیفی شدت مغناطیسی کل مفید باشد، به خصوص در غیاب اطلاعات دقیق در مورد مغناطیدگی باقی‌مانده و یا در عرض‌های جغرافیایی پایین.

۳-۴ فیلترهای فازمحلی

محاسبه فاز محلی[۱] میدان‌های پتانسیل می‌تواند کمک مفیدی برای تفسیر آن‌ها باشد. فیلترهای فاز محلی شامل توابعی برحسب گرادیان قائم و افقی میدان پتانسیل می‌باشند. تاکنون چندین فیلتر بر این اساس

[۱] local phase

معرفی شده‌اند که شامل زاویه تمایل[۱]، مشتق افقی کل زاویه تمایل[۲] و نقشه تتا[۳] می‌باشند و در ادامه به شرح آن‌ها می‌پردازیم.

۳-۴-۱ زاویه تمایل

سیگنال تحلیلی مختلط برای ساختارهای دو بعدی به صورت زیر تعریف می‌شود [۱۴]:

$$\left|A(x,z)\right| = \left|A\right|\exp\left(i\theta\right) \qquad (۳-۴۰)$$

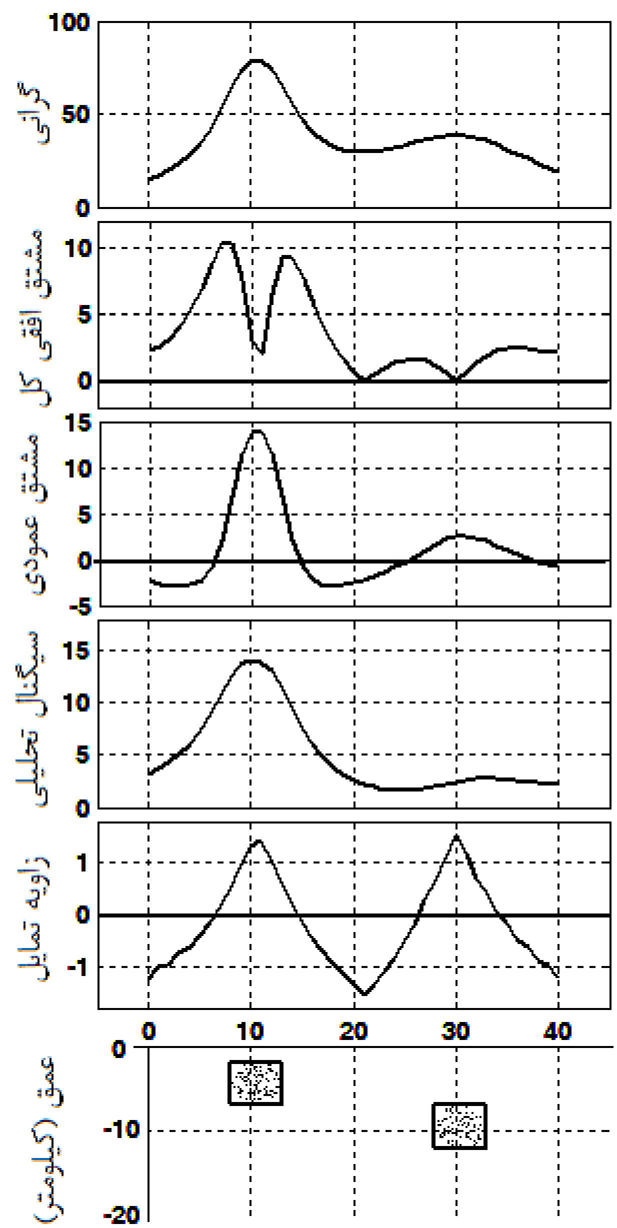
که $\left|A\right| = \sqrt{\left(\frac{\partial f}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial f}{\partial z}\right)^2}$ به عنوان دامنه سیگنال تحلیلی (ASA) میدان پتانسیل f شناخته می‌شود و $\theta = \tan^{-1}\left[\frac{\partial f}{\partial z} / \frac{\partial f}{\partial x}\right]$ نیز فاز محلی نامیده می‌شود.

زاویه‌ی تمایل برای تعیین لبه بی‌هنجاری داده‌های میدان پتانسیل در سال ۱۹۹۴ توسط میلر و سینگ مشابه با فاز محلی تعریف شد، اما در مخرج به جای مشتقات افقی از مقدار قدر مطلق آن‌ها استفاده می‌شود [۱۳]:

$$TA = \tan^{-1}\left[\frac{\frac{\partial f}{\partial z}}{\sqrt{\left(\frac{\partial f}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial f}{\partial y}\right)^2}}\right] \qquad (۳-۴۱)$$

[۱] Tilt angle (TA)
[۲] Total horizontal derivative of tilt angle (THDR-TA)
[۳] Theta map

که در آن، f اندازه‌گیری‌های گرانی‌سنجی یا مغناطیس‌سنجی می‌باشد. زاویه تمایل ویژگی‌های جالب توجهی دارد و به دلیل ماهیت تابع مثلثاتی تانژانت معکوس، مقادیر آن صرف نظر از مقادیر مشتقات افقی و عمودی در بازه $\left[+\frac{\pi}{2},-\frac{\pi}{2}\right]$ قرار می‌گیرند.



شکل ۳-۹ بی‌هنجاری گرانی (mGal)، مشتق افقی کل (mGal/km)، مشتق عمودی مرتبه اول (mGa/km)، سیگنال تحلیلی (mGal/km) و زاویه تمایل محاسبه شده بر روی دو بلوک در اعماق ۲ و ۷ کیلومتر.

با کمی دقت در رابطه ۳-۴۱ مشخص است که زاویه تمایل، نرمال شده گرادیان قائم داده‌های میدان پتانسیل است. اگرچه مشتق عمودی و گرادیان افقی هر دو برای منابع عمیق‌تر کوچکتر می‌باشند اما زاویه تمایل با استفاده از نسبت مشتق عمودی به گرادیان افقی بر این مشکل غلبه کرده است. بنابراین این فیلتر نسبت به عمق منبع غیرحساس است و منابع عمیق و کم عمق را به طور یکسان تفکیک می‌کند (شکل ۳-۹). زاویه تمایل بر روی منبع، بزرگ (مشتق عمودی مثبت)، روی لبه و یا نزدیک آن صفر (مشتق عمودی صفر و گرادیان افقی ماکزیمم) و خارج از آن منفی (مشتق عمودی منفی) است و تفسیر نقشه‌های حاصل از آن بسیار ساده‌تر از زاویه فاز سیگنال تحلیلی است.

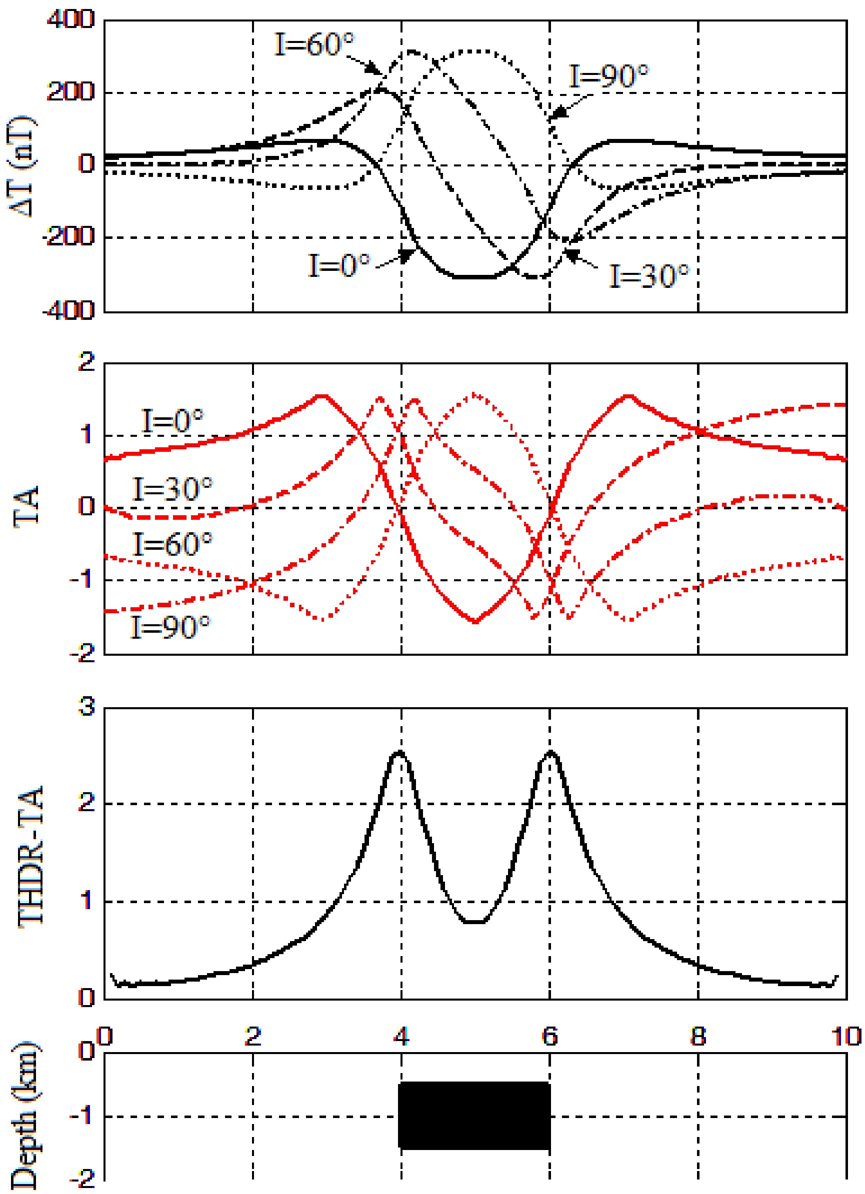
۳-۴-۲ مشتق افقی کل زاویه تمایل

به منظور بالا بردن قدرت تفکیک بی‌هنجاری‌ها وردوزکو و همکاران او در سال ۲۰۰۴ استفاده از مشتق افقی کل زاویه تمایل را پیشنهاد نمودند [۱۴]:

$$THDR-TA=\sqrt{\left(\frac{\partial TA}{\partial x}\right)^2+\left(\frac{\partial TA}{\partial y}\right)^2} \qquad (۳-۴۲)$$

در شکل ۳-۱۰ زاویه تمایل و مشتق افقی کل زاویه تمایل بر روی یک مدل دو بعدی مکعبی شکل با شیب‌های ۰، ۳۰، ۶۰ و ۹۰ درجه برای میدان مغناطیسی، توسط تابع متلب Localphase (پیوست الف) محاسبه شده است. همان طور که در این شکل دیده می‌شود، زاویه تمایل به وضوح برای شیب‌های مختلف تغییر می‌کند و برای شیب‌های ۰ و ۹۰ درجه محل تلاقی نمودار زاویه تمایل با محور xها (x=0) نزدیک به لبه‌های مدل دو بعدی می‌باشد. اما مشتق افقی کل زاویه تمایل مشابه با سیگنال تحلیلی دو بعدی مستقل از شیب میدان می‌باشد ولی نسبت به سیگنال تحلیلی ماکزیمم‌های تیزتری بر روی لبه‌های چشمه بی‌هنجاری تولید می‌کند و با کاهش عرض مدل، این ماکزیمم‌ها آهسته‌تر در هم ادغام می‌شوند.

بنابراین مشتق افقی کل زاویه تمایل قابلیت تفکیک بهتری نسبت به سیگنال تحلیلی دارد، اما چون از طریق مشتق‌گیری از تابعی که خود براساس مشتق تابعی دیگر است، محاسبه می‌شود، نسبت به نویز بسیار حساس می‌باشد.



شکل ۳-۱۰ بی‌هنجاری میدان کل، زاویه تمایل و مشتق افقی کل زاویه تمایل محاسبه شده بر روی یک بلوک دو بعدی که در میدان‌های مغناطیسی با شیب‌های ۰، ۳۰ ، ۶۰ و۹۰ درجه قرار گرفته است.

۳-۴-۳ نقشه تتا

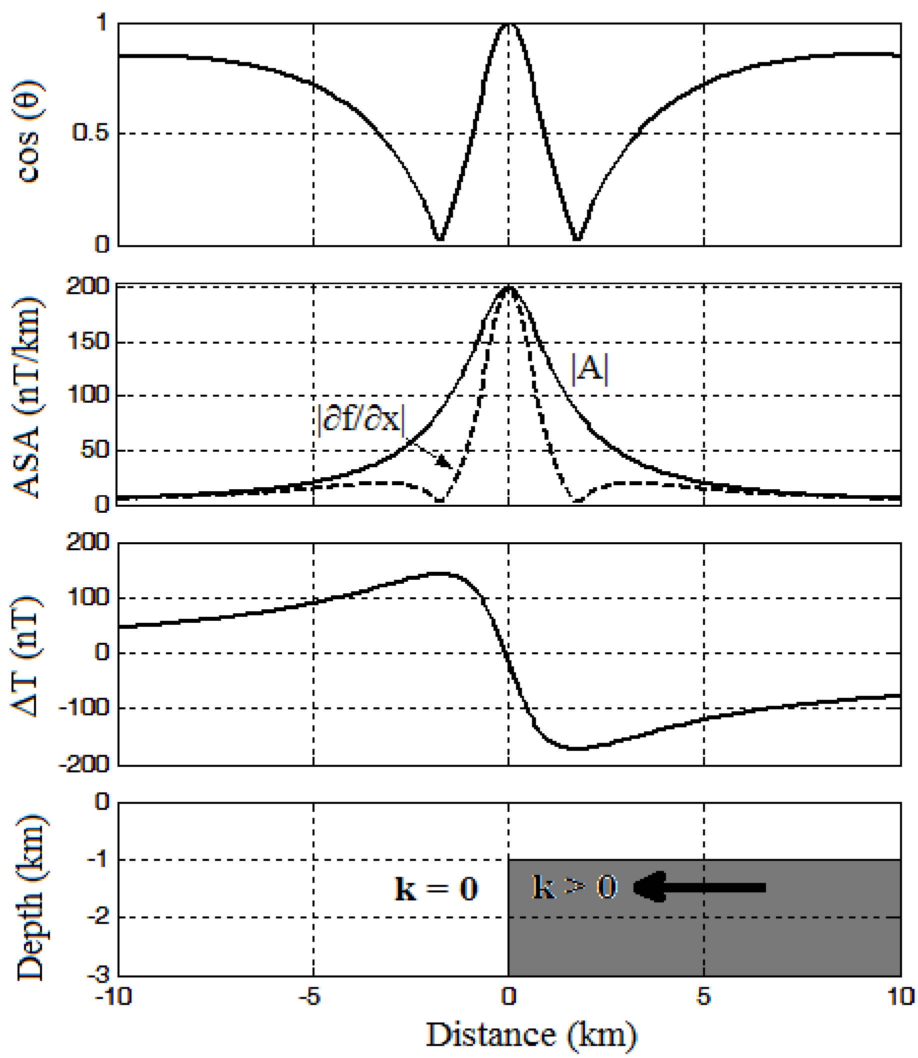
بر روی یک کنتاکت عمودی، $\partial f/\partial z=0$ می‌باشد. بنابراین در این نقطه بردار سیگنال تحلیلی ($\mathbf{A}=\frac{\partial f}{\partial x}\hat{\mathbf{x}}+\frac{\partial f}{\partial y}\hat{\mathbf{y}}+\frac{\partial f}{\partial z}\hat{\mathbf{z}}$) با سطح افق زاویه $\theta=0$ می‌سازد. این زاویه با عبور بردار از روی کنتاکت در بازه $0<\theta<\pi/2$ تغییر می‌کند. بر همین اساس وینز و همکاران او در سال ۲۰۰۵ نقشه تتا را معرفی کردند [۱۵]:

$$\cos(\theta)=\frac{\sqrt{\left(\partial f/\partial x\right)^2+\left(\partial f/\partial y\right)^2}}{|\mathbf{A}|} \tag{۴۳-۳}$$

معادله ۳-۴۳ در واقع نسبت اندازه گرادیان افقی و سیگنال تحلیلی است، بنابراین نقشه تتا را می‌توان نرمال‌شده گرادیان افقی نیز در نظر گرفت. در شکل ۳-۱۱ نقشه تتا توسط تابع متلب Localphase (پیوست الف) بر روی یک کنتاکت دو بعدی با امتداد زیاد محاسبه و با سیگنال تحلیلی مقایسه شده است. همان طور که در این شکل دیده می‌شود، مقدار cos(θ) بر روی کنتاکت ماکزیمم است و به دلیل نقاط صفر مشتق افقی، کنتاکت توسط دو مقدار صفر احاطه شده است. این مقادیر مینیمم تا حدودی عمق و جهت شیب کنتاکت را به طور کیفی تعیین می‌کنند.

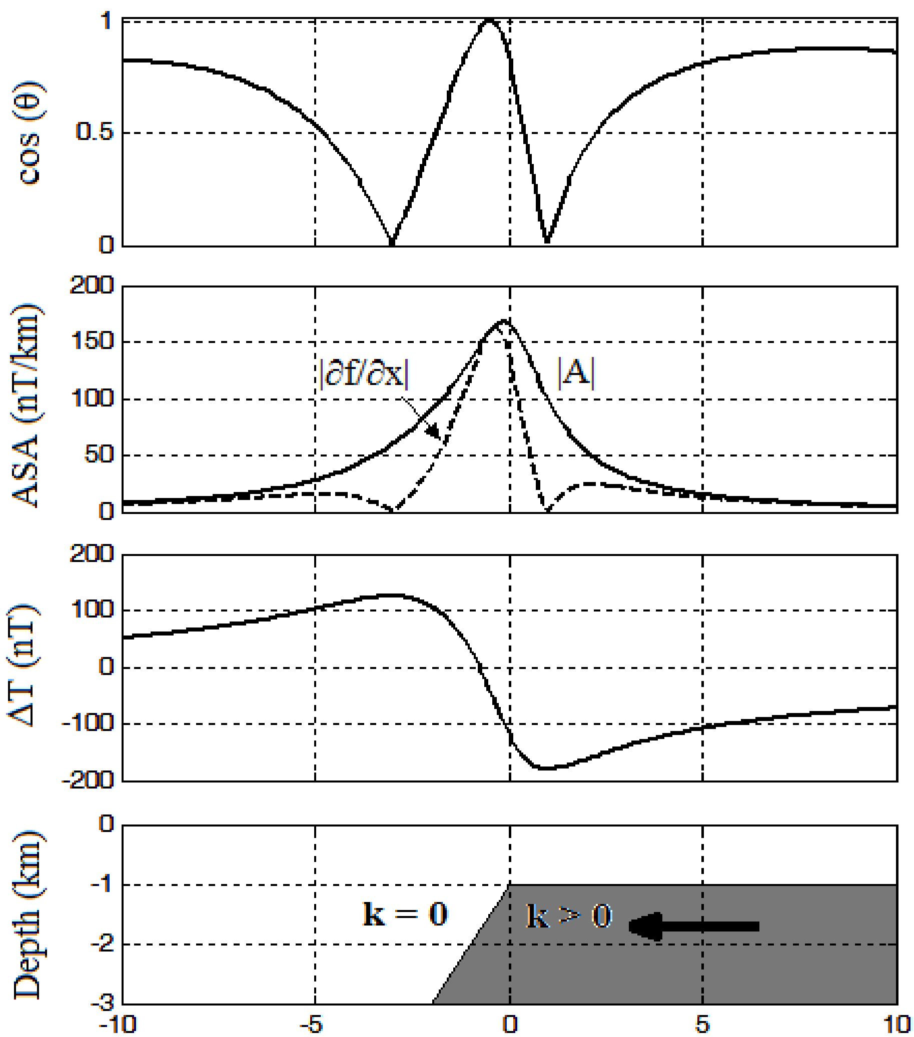
با کاهش عمق کنتاکت الگوی $\cos(\theta)=[0,1,0]$ باریک‌تر می‌شود و برای یک کنتاکت شیب‌دار مقادیر مینیمم به دلیل اعوجاج مشتقات بی‌هنجاری میدان کل، نامتقارن می‌شوند (شکل ۳-۱۲). علاوه بر این عرض بزرگتر بین مقادیر $\cos(\theta)=[0,1]$، در جهت پایین شیب قرار می‌گیرد و نقطه $\cos(\theta)=1$ در جهت پایین شیب جابه‌جا می‌شود. اما عدم تقارن سیگنال تحلیلی، بر روی کنتاکت شیب‌دار بی‌نهایت کوچک است.

در نگاه اول به نظر می‌رسد که اندازه ماکزیمم گرادیان افقی طبق روش کردل و گراچ برای تعیین محل کنتاکت کافی باشد، اگرچه آن‌ها ابتدا بی‌هنجاری میدان کل را به شبه گرانی تبدیل کردند. اما در کنار این حقیقت که تبدیل شبه گرانی برای داده‌های عرض‌های جغرافیایی پایین قابل انجام نمی‌باشد، مینیمم‌های گرادیان افقی ممکن است در داده‌ها گم و بنابراین اطلاعات شیب حذف شوند.



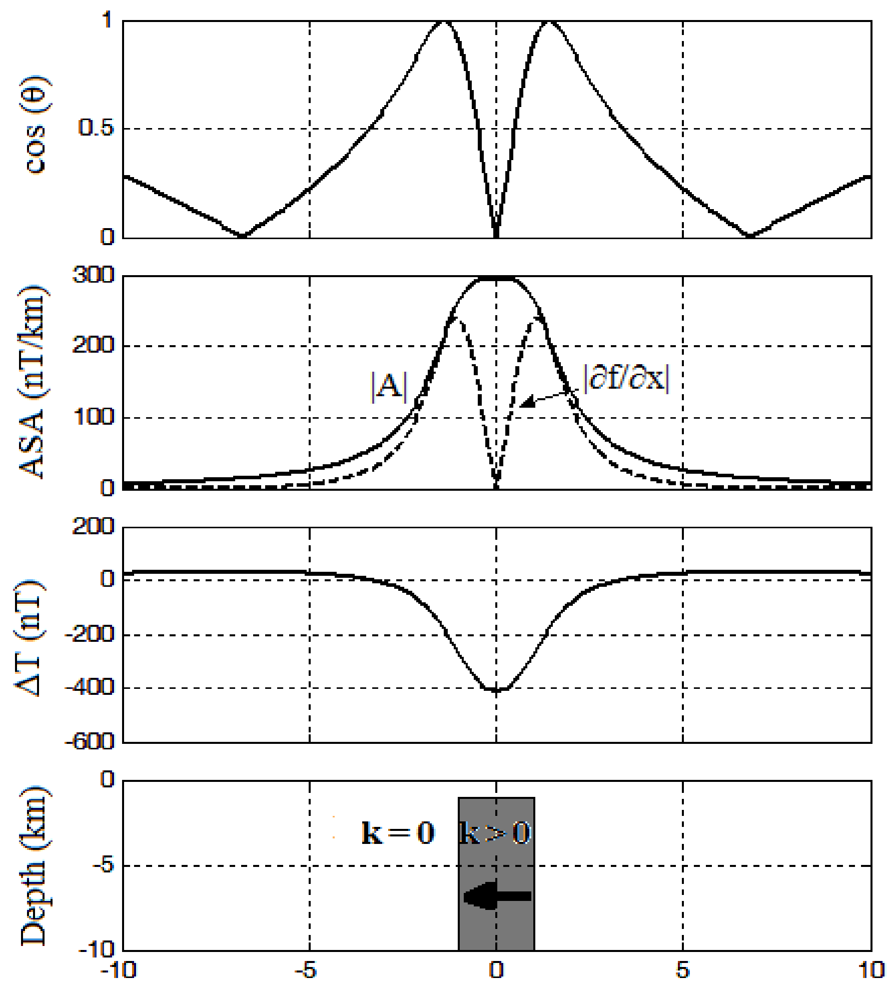
شکل ۳-۱۱ بی‌هنجاری میدان کل (ΔT)، سیگنال تحلیلی (ASA) و نقشه تتا بر روی یک کنتاکت عمودی بین یک بلوک متشکل از مواد مستعد پذیرش خاصیت مغناطیسی (سایه خاکستری) و یک پس‌زمینه با خودپذیری مغناطیسی (k) صفر. جهت میدان مغناطیسی از راست به چپ و جهت مغناطیدگی چشمه بی‌هنجار نیز توسط پیکان نشان داده شده است.

نقشه تتا بر روی یک دایک عمودی هر دو لبه را شناسایی می‌کند و یک مینیمم مرکزی بین هر دو ماکزیمم مشترک می‌باشد (شکل ۳-۱۳). در این مورد سیگنال مربوط به هر لبه به صورت مجزا نامتقارن است، اما تقارن ترکیب دو سیگنال بازتاب عمودی بودن دایک می‌باشد. یک دایک غیر عمودی نیز مانند کنتاکت شیب‌دار یک سیگنال نامتقارن تولید می‌کند.



شکل ۳-۱۲ بی‌هنجاری میدان کل (ΔT)، سیگنال تحلیلی (ASA) و نقشه تتا بر روی یک کنتاکت با شیب ۴۵ درجه بین یک بلوک متشکل از مواد مستعد پذیرش خاصیت مغناطیسی (سایه خاکستری) و یک پس‌زمینه با خودپذیری مغناطیسی (k) صفر. جهت میدان مغناطیسی از راست به چپ و جهت مغناطیدگی چشمه بی‌هنجار نیز توسط پیکان نشان داده شده است.

تداخل، تمام روش‌های شناسایی مرزهای بی‌هنجاری‌ها را که شامل گرادیان افقی یا سیگنال تحلیلی باشند را تحت تأثیر قرار می‌دهد. در یک نقشه تتا نیز دایک‌های مجاور یکدیگر باعث تداخل ماکزیمم‌های دوگانه می‌شوند و قدرت تفکیک نقشه تتا به توانایی گرادیان افقی در تشخیص کنتاکت‌های مجاور بستگی دارد. در عمل زمانی تفکیک یک جفت دایک رضایت‌بخش خواهد بود که فاصله بین آن‌ها حداقل به اندازه عرضشان و بزرگ‌تر از عمق چشمه بی‌هنجاری باشد.



شکل ۳-۱۳ بی‌هنجاری میدان کل (ΔT)، سیگنال تحلیلی (ASA) و نقشه تتا بر روی یک دایک عمودی بین یک بلوک متشکل از مواد مستعد پذیرش خاصیت مغناطیسی (سایه خاکستری) و یک پس‌زمینه با خودپذیری مغناطیسی (k) صفر. جهت میدان مغناطیسی از راست به چپ و جهت مغناطیدگی چشمه بی‌هنجار نیز توسط پیکان نشان داده شده است.

۳-۴-۴ هایپربولیک زاویه تمایل

کوپر و کوان در سال ۲۰۰۶ نشان دادند که استفاده از قسمت حقیقی تابع تانژانت هایپریولیک برای محاسبه زاویه تمایل، نسبت به فیلترهای فوق الذکر، تصویر بهتری از مرزهای چشمه بی‌هنجار ارائه می‌دهد [۱۶]:

$$HTA = R\left(\tanh^{-1}\left(\frac{\partial f/\partial z}{\sqrt{\left(\partial f/\partial x\right)^2 + \left(\partial f/\partial y\right)^2}} \right) \right) \qquad (۳-۴۴)$$

تابع تانژانت هایپربولیک و معکوس آن به صورت زیر تعریف می‌شوند:

$$z = \tanh x = \frac{\sinh x}{\cosh x} = \frac{e^x - e^{-x}}{e^x + e^{-x}},$$
$$x = \tanh^{-1} z = 0.5 \ln \frac{1+z}{1-z} \qquad (۳-۴۵)$$

مقادیر ماکزیمم هایپربولیک زاویه تمایل (HTA) موقعیت مرزهای چشمه بی‌هنجار را بهبود می‌بخشند، اما مقادیر منفی که چشمه را احاطه می‌کنند، نامطلوب می‌باشند و تفسیر را پیچیده می‌کنند. با در نظر گرفتن یک مقدار آستانه برای این داده‌ها می‌توان بر این مشکل غلبه کرد. این فیلتر همچنین در مقایسه با THDR-TA نسبت به نویز حساسیت کمتری دارد، زیرا از مشتقات با مرتبه پایین‌تر استفاده می‌کند.

۳-۴-۵ گرادیان افقی کل نرمال شده

ماکزیمم اندازه گرادیان افقی (مشتق افقی کل) مرزهای چشمه بی‌هنجاری را در تمام جهات برجسته می‌نماید، که توسط معادله ۳-۱ محاسبه می‌شود. یک شکل نرمال شده این فیلتر توسط کوپر و کوان به صورت زیر تعریف شد [۱۶]:

$$TDX = \tan^{-1}\left(\frac{\sqrt{\left(\partial f/\partial x\right)^2 + \left(\partial f/\partial y\right)^2}}{\left|\partial f/\partial z\right|}\right) \tag{۴۶-۳}$$

در معادله ۳-۴۱ اندازه مشتق قائم توسط اندازه گرادیان افقی نرمال شده است، در حالی که معادله ۳-۴۶ حالت عکس دارد. پاسخ فیلتر متداول مشتق افقی کل برای داده‌های چشمه‌های کم عمق خوب و برای چشمه‌های عمیق‌تر نسبتاً ضعیف می‌باشد. اما فیلتر TDX برای چشمه‌های عمیق و کم عمق جواب یکسان و تقریباً خوبی ارائه می‌دهد.

۳-۵ انحراف معیار نرمال شده[۱]

فیلتر انحراف معیار نرمال شده در سال ۲۰۰۸ توسط کوپر و کوان برای بهبود شناسایی مرزهای چشمه‌های بی‌هنجار ارائه شد. محاسبه پنجره‌ای انحراف معیار یک تصویر در واقع یک اندازه‌گیری ساده از تغییرپذیری محلی آن است. این مقدار زمانی که داده‌ها هموار باشند، نسبتاً کوچک و بر روی داده‌های ناهموار مانند مرزهای چشمه بی‌هنجار نسبتاً بزرگ می‌باشد. اما برای اینکه مرزهای با دامنه کوچک و بزرگ به طور یکسان قابل مشاهده باشند از مقادیر نرمال شده انحراف معیار استفاده می‌شود [۱۷]:

$$NSTD = \frac{\sigma(\frac{\partial f}{\partial z})}{\sigma(\frac{\partial f}{\partial x}) + \sigma(\frac{\partial f}{\partial y}) + \sigma(\frac{\partial f}{\partial z})} \tag{۴۷-۳}$$

انحراف معیارها (σ) در رابطه ۳-۴۷ با استفاده از عبور پنجره‌ای متحرک و مربعی شکل از روی نقطه داده‌ها محاسبه می‌شود. تابع متلب NSTD در پیوست الف (الف-۱۰) با استفاده از این پنجره متحرک و معادله ۳-۴۷ انحراف معیار نرمال شده را محاسبه می‌کند. پنجره‌های بزرگ‌تر نسبت به نویز حساسیت

[۱] Normalized standard deviation (NSTD)

کمتری دارند، اما مرزهای به دست آمده به سمت بیرون چشمه جا به جا می‌شوند. این فیلتر نسبت به فیلترهای دیگر مانند مشتق افقی کل یا نقشه تتا تفکیک بهتری برای مرزهای چشمه‌های عمیق‌تر ارائه می‌دهد.

۳-۶ مشتق عمودی نرمال شده‌ی مشتق افقی کل[1]

وانگ وانین و همکاران او در سال ۲۰۰۹ روشی جدید بر اساس مشتق عمودی نرمال شده مشتق افقی کل برای بهبود شناسایی مرزهای چشمه بی‌هنجار ارائه کردند. در این روش ابتدا مشتق افقی کل توسط معادله ۳-۱ محاسبه می‌شود. سپس مشتق عمودی مرتبه n ام (VDRn) مشتق افقی کل (THDR) طبق رابطه زیر به دست می‌آید [۲۱]:

$$VDR_n(x,y) = \frac{\partial^n THDR(x,y)}{\partial z^n} \qquad (۳-۴۸)$$

در این معادله n مرتبه مشتق عمودی است $n = 1,2,3,...$. مرتبه‌های بزرگ‌تر منجر به تفکیک افقی بهتری خواهند شد، اما به طور کلی برای بی‌هنجاری‌های گرانی مرتبه ۲ و بی‌هنجاری‌های مغناطیسی مرتبه ۱ مناسب است. مقادیر ماکزیمم مشتق افقی کل (PTHDR) نیز با در نظر گرفتن یک مقدار آستانه بزرگ‌تر از صفر محاسبه می‌شود [۱۲]:

$$PTHDR(x,y) = \begin{cases} 0 & VDR_n(x,y) < 0 \\ VDR_n(x,y) & VDR_n(x,y) \geq 0 \end{cases} \qquad (۳-۴۹)$$

حال نسبت PTHDR به THDR محاسبه می‌شود [۱۲]:

[1] Normalized vertical derivative of the total horizontal derivative

$$VDR - THDR(x,y) = \begin{cases} 0 & PTHDR(x,y) \le 0 \\ \dfrac{PTHDR(x,y)}{THDR(x,y)} & PTHDR(x,y) > 0 \end{cases} \qquad (۵۰-۳)$$

برای نرمال کردن مشتق عمودی مشتق افقی کل نیز از مقدار ماکزیمم آن (VDR-THDRmax) استفاده می‌گردد [۱۲]:

$$NVDR - THDR(x,y) = \frac{VDR - THDR(x,y)}{VDR - THDR_{\max}} \qquad (۵۱-۳)$$

تابع متلب NVDRTHDR در پیوست الف (الف-۱۱) مطابق مراحل ذکر شده مشتق عمودی نرمال شده مشتق افقی کل را برای یک میدان پتانسیل محاسبه می‌کند.

فصل چهارم

مقایسه نتایج اعمال فیلترهای شناسایی مرز چشمه‌های بی‌هنجار بر روی مدل‌های مصنوعی

۴-۱ مقدمه

به منظور بررسی و مقایسه نتایج به دست آمده از فیلترهای معرفی شده در فصل پیشین برای تفکیک جانبی چشمه‌های بی‌هنجار ابتدا لازم است که این فیلترها بر روی داده‌های حاصل از مدل‌های مصنوعی اعمال شوند. برخلاف چشمه‌های بی‌هنجار واقعی، در مدل‌های مصنوعی ماهیت و موقعیت چشمه‌ها کاملاً مشخص است. بنابراین با اعمال فیلترهای مختلف بر روی این مدل‌ها می‌توان به مزایا و معایب فیلتر اعمال شده پی برد . در این فصل سه مدل مصنوعی طراحی شده است که پس از محاسبه اثرات گرانی و مغناطیس ناشی از آن‌ها، فیلترهای مختلف بر روی این داده‌ها اعمال شده‌اند.

۴-۲ مدل مصنوعی دو چهار وجهی قائم

این مدل برای آزمون قدرت تفکیک افقی روش‌های شناسایی مرزهای چشمه‌های بی‌هنجار طراحی شده است که متشکل از دو چهار وجهی قائم با پارامترهای هندسی و فیزیکی مشابه می‌باشد. طول این دو چهار وجهی ۵ کیلومتر، عرض آن‌ها ۲ کیلومتر ، عمق دفنشان ۰/۸ تا ۴ کیلومتر و چگالی باقی‌مانده هر کدام kg/m^3 ۱۰۰۰ است. فاصله بین این دو چهاروجهی نیز ۲ کیلومتر انتخاب شده است. بی‌هنجاری گرانی ناشی از این مدل توسط تابع gbox، دو حلقه for و تعریف یک شبکه برداشت به ابعاد ۱۰km×۱۰km و با فواصل ۲۵m×۲۵m در سطح مبنا (z=0)، به شکل زیر محاسبه شده است:

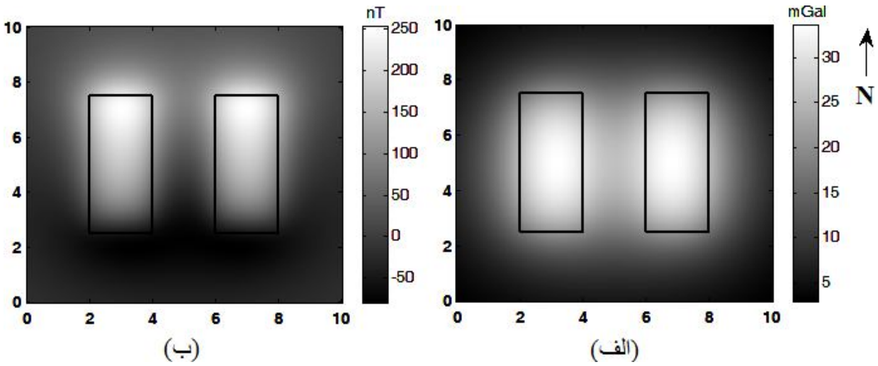
```
z0=0;
gravity=zeros(401);
for x0=linspace(0,10,401)
   for y0=linspace(0,10,401)
      sum1=gbox(x0,y0,z0,2,2.5,0.8,4,7.5,4,1000);
      sum2=gbox(x0,y0,z0,6,2.5,1,8,7.5,4,1000);
      sum=sum1+sum2;
      gravity(y0*40+1,x0*40+1)=sum;
   end
end
```

بی‌هنجاری میدان کل مغناطیسی نیز به طور مشابه توسط تابع mbox و در نظر گرفتن زاویه میل ۶۰ و زاویه انحراف صفر درجه برای میدان مغناطیسی زمین و بردار مغناطیس‌شوندگی و شدت مغناطیدگی ۱ A/m، به شکل زیر محاسبه شده است:

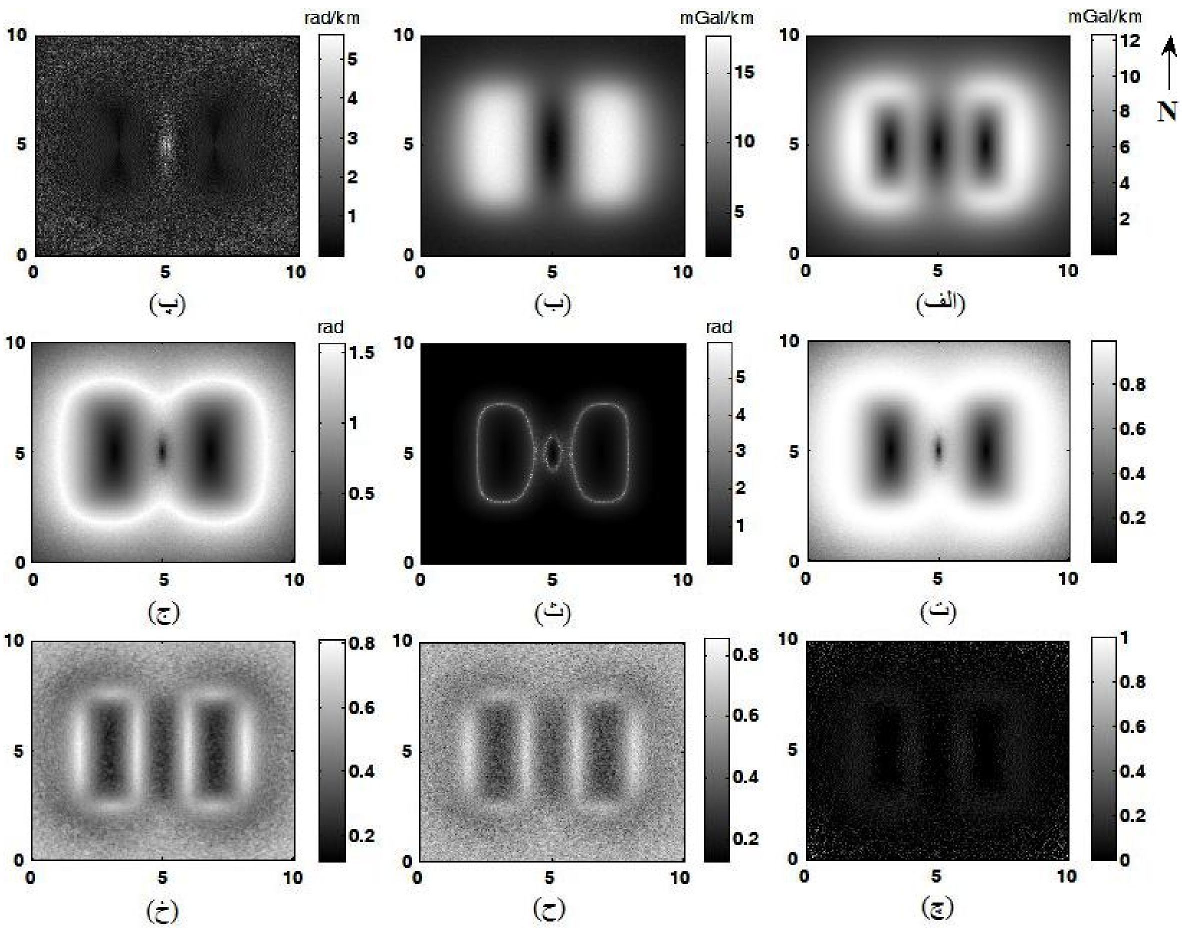
```
z0=0;
magnetic=zeros(401);
for x0=linspace(0,10,401);
   for y0=linspace(0,10,401);
      deltata=mbox(x0,y0,z0,2,2.5,0.8,4,7.5,60,0,60,0,1,90);
      deltatb=mbox(x0,y0,z0,2,2.5,4,4,7.5,60,0,60,0,1,90);
      deltat1=deltata-deltatb;
      deltata=mbox(x0,y0,z0,6,2.5,0.8,8,7.5,60,0,60,0,1,90);
      deltatb=mbox(x0,y0,z0,6,2.5,4,8,7.5,60,0,60,0,1,90);
      deltat2=deltata-deltatb;
      deltat=deltat1+deltat2;
      magnetic(y0*40+1,x0*40+1)=deltat;
   end
end
```

پس از محاسبه بی‌هنجاری گرانی و میدان کل مغناطیسی، به روش وارد و یانگ[۱] [۲۴] و توسط تابع متلب Noise (پیوست الف) به این داده‌ها نویز تصادفی با دامنه‌ای برابر با ٪ ۰/۰۱ دامنه داده‌ها اضافه شده است. در شکل ۴-۱ پلان این مدل مصنوعی به همراه بی‌هنجاری‌های گرانی (شکل ۴-۱ الف) و میدان کل مغناطیسی (شکل ۴-۱ ب) ناشی از آن ارائه شده‌اند. نتایج اعمال فیلترهای شناسایی مرزهای بی‌هنجار بر روی داده‌های گرانی ناشی از این مدل در شکل ۴-۲ الف تا ۴-۲ خ و نتایج حاصل از اعمال این فیلترها بر روی داده‌های میدان کل مغناطیسی ناشی از این مدل نیز در شکل ۴-۳ الف تا ۴-۳ خ آورده شده‌اند.

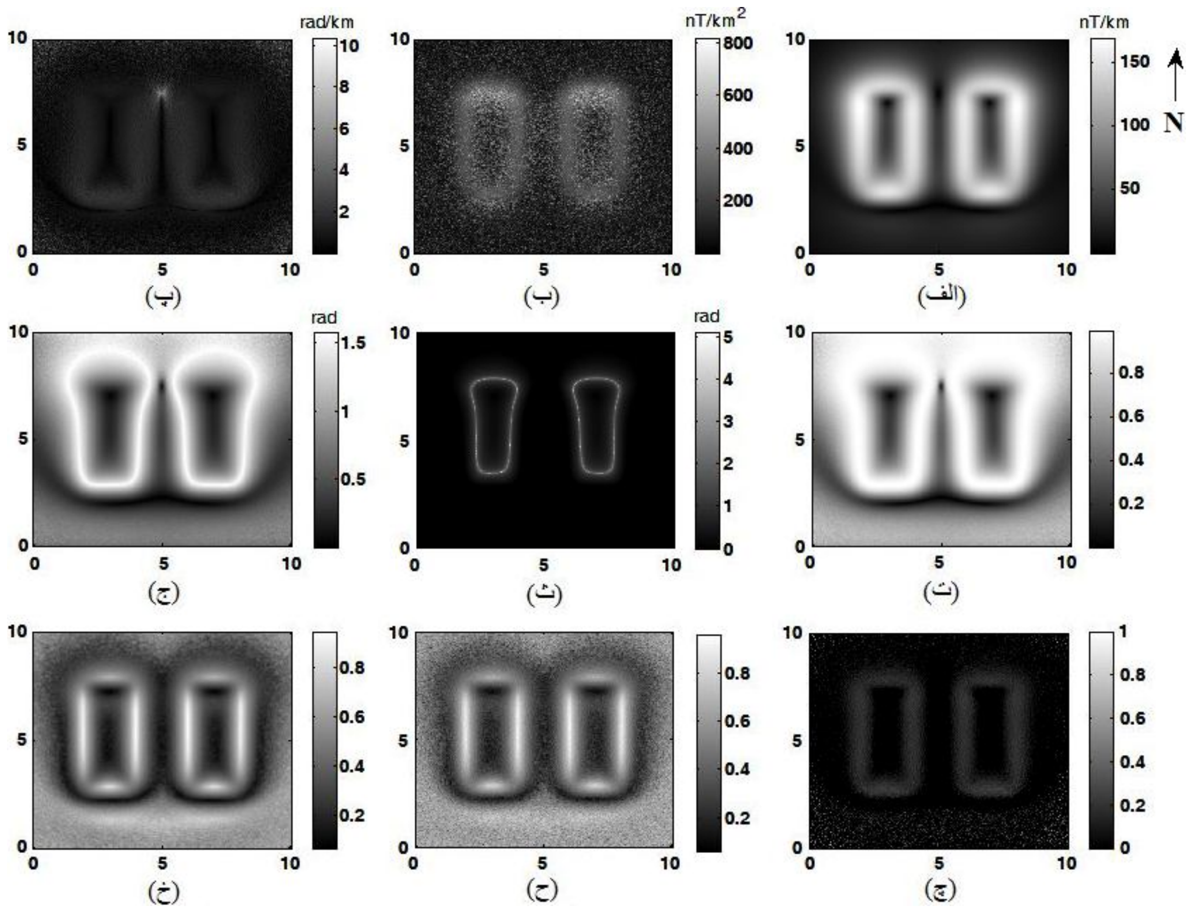
[۱] Ward & Young



شکل ۴-۱ پلان دو چهار وجهی قائم به همراه بی‌هنجاری گرانی (الف) و میدان کل مغناطیسی (ب) ناشی از این مدل؛ نویز تصادفی با دامنه‌ای برابر با ٪ ۰/۰۱ دامنه داده‌ها به آن‌ها اضافه شده است.



شکل ۴-۲ نتایج اعمال فیلترهای شناسایی مرزهای بی‌هنجار بر روی داده‌های گرانی مدل دو چهار وجهی قائم. (الف) مشتق افقی کل، (ب) سیگنال تحلیلی، (پ) مشتق افقی کل زاویه تمایل، (ت) نقشه تتا، (ث) هایپربولیک زاویه تمایل، (ج) گرادیان افقی کل نرمال شده، (چ) مشتق عمودی نرمال شده مشتق افقی کل، (ح) انحراف معیار نرمال شده (window size=3)، (خ) انحراف معیار نرمال شده (window size=5).

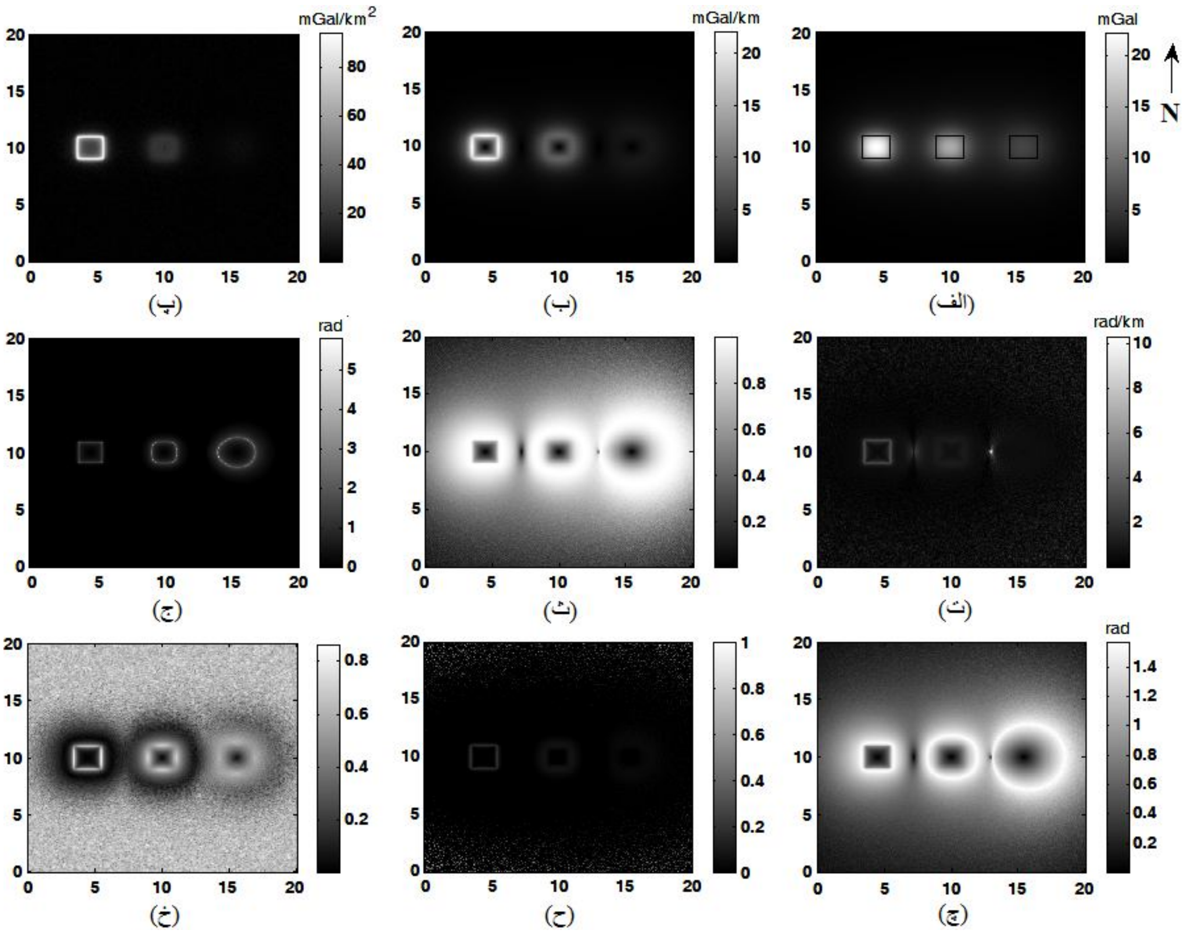


شکل ۴-۳ نتایج اعمال فیلترهای شناسایی مرزهای بی‌هنجار بر روی داده‌های میدان کل مغناطیسی مدل دو چهار وجهی قائم. (الف) مشتق افقی کل، (ب) مشتق مرتبه اول سیگنال تحلیلی، (پ) مشتق افقی کل زاویه تمایل، (ت) نقشه تتا، (ث) هایپربولیک زاویه تمایل، (ج) گرادیان افقی کل نرمال شده، (چ) مشتق عمودی نرمال شده مشتق افقی کل، (ح) انحراف معیار نرمال شده (window size=3)، (خ) انحراف معیار نرمال شده (window size=5).

بر اساس نتایج نشان داده شده در شکل‌های ۴-۲ و ۴-۳، بهترین تفکیک افقی توسط فیلتر انحراف معیار نرمال شده به دست می‌آید (شکل‌های ۴-۲ خ و ۴-۳ خ). فیلترهای مشتق سیگنال تحلیلی، مشتق افقی کل زاویه تمایل و مشتق عمودی نرمال شده مشتق افقی کل چون از مشتقات مراتب بالاتر استفاده می‌کنند، نسبت به نویز بسیار حساس می‌باشند و نتایج قابل قبولی ارائه نمی‌دهند. در مورد داده‌های میدان کل مغناطیسی نیز باید به این نکته اشاره کرد که معمولاً ابتدا تبدیل برگردان به قطب یا شبه گرانی بر روی آن‌ها انجام می‌شود.

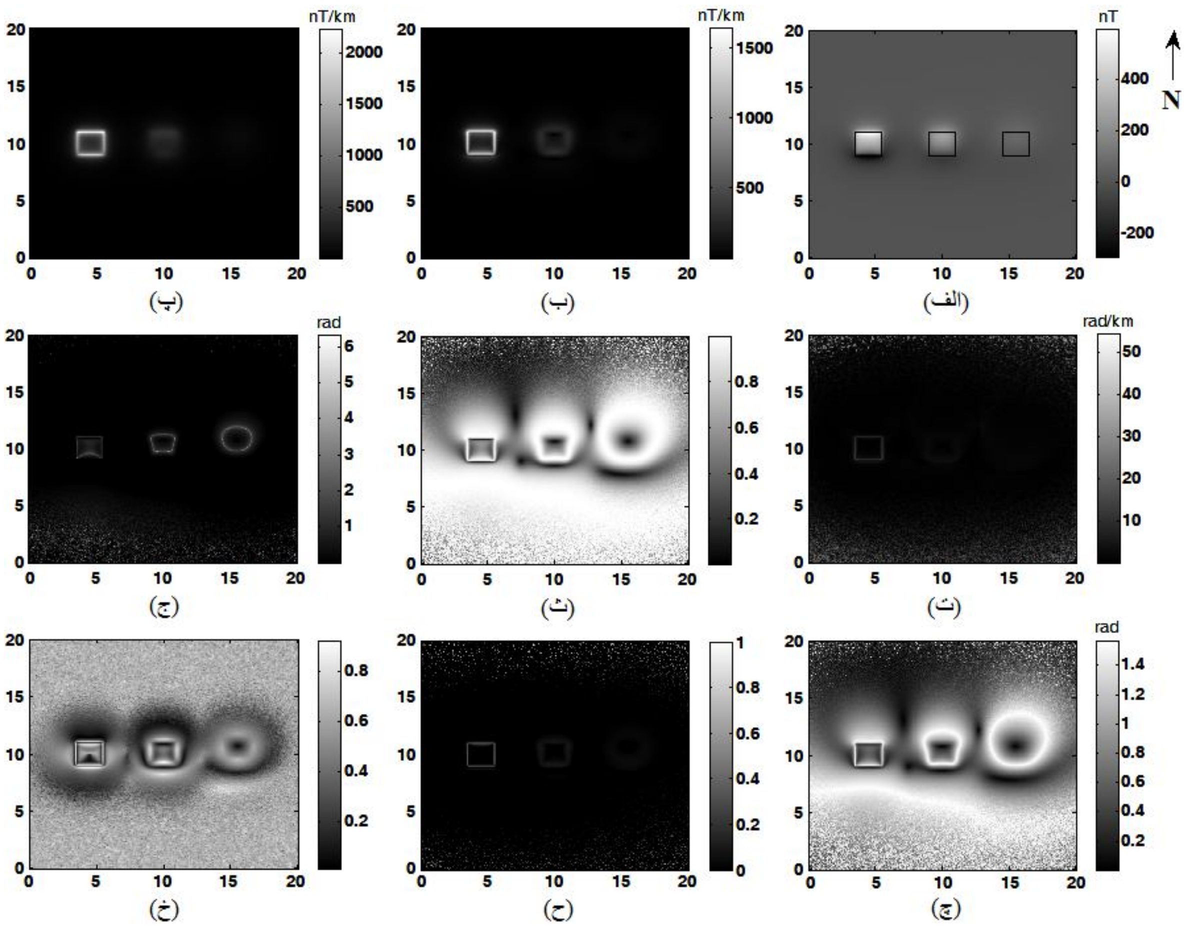
۴-۳ مدل مصنوعی سه مکعب قائم

این مدل از سه مکعب با پارامترهای هندسی و فیزیکی مشابه تشکیل یافته که در اعماق متفاوت قرار دارند. چگالی باقی‌مانده هر مکعب $1000\ kg/m^3$ و طول، عرض و ضخامت آن‌ها ۲ کیلومتر است. عمق مکعب‌ها نیز ۰/۱ کیلومتر (مکعب سمت چپ)، ۰/۵ کیلومتر (مکعب وسط) و ۱/۵ کیلومتر (مکعب سمت راست) می‌باشد.



شکل ۴-۴ (الف) پلان سه مکعب قائم به همراه بی‌هنجاری گرانی ناشی از این مدل؛ نویز تصادفی نیز با دامنه‌ای برابر با ۰/۰۱٪ دامنه داده‌ها به آن‌ها اضافه شده است. (ب) مشتق افقی کل، (پ) مشتق مرتبه اول سیگنال تحلیلی، (ت) مشتق افقی کل زاویه تمایل، (ث) نقشه تتا، (ج) هایپربولیک زاویه تمایل، (چ) گرادیان افقی کل نرمالیزه شده، (ح) مشتق عمودی نرمال شده‌ی مشتق افقی کل، (خ) انحراف معیار نرمال شده (window size=3).

بی‌هنجاری گرانی ناشی از این مدل، مشابه مدل قبل (دو چهار وجهی قائم) توسط تابع gbox، دو حلقه for و تعریف یک شبکه برداشت به ابعاد ۲۰km×۲۰km و با فواصل ۵۰m×۵۰m در سطح مبنا (z=0) محاسبه شده است. بی‌هنجاری میدان کل مغناطیسی نیز به طور مشابه توسط تابع mbox و در نظر گرفتن زاویه میل ۶۰ و زاویه انحراف صفر درجه برای میدان مغناطیسی زمین و بردار مغناطیس‌شوندگی و شدت مغناطیدگی ۱ A/m محاسبه شده است. شکل ۴-۴ الف و ۴-۵ الف به ترتیب بی‌هنجاری گرانی و میدان کل مغناطیسی ناشی از این مدل به همراه ٪۰/۰۱ نویز تصادفی را نشان می‌دهند.



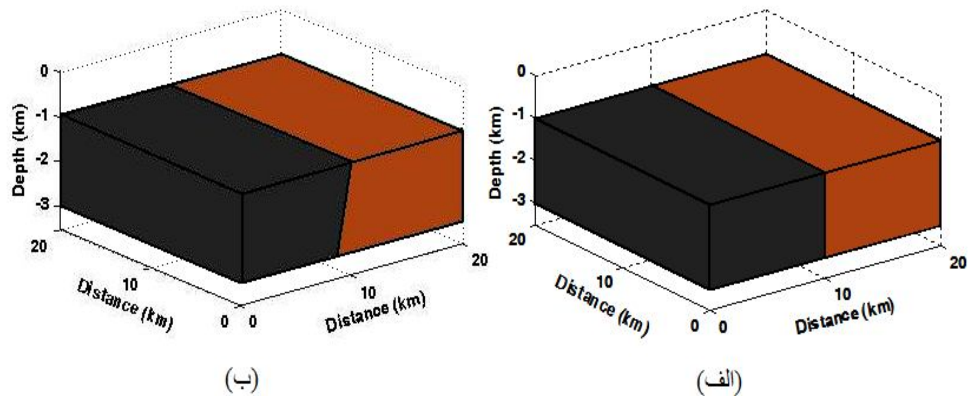
شکل ۴-۵ (الف) پلان سه مکعب قائم به همراه بی‌هنجاری میدان کل مغناطیسی ناشی از این مدل؛ نویز تصادفی نیز با دامنه‌ای برابر با ٪۰/۰۱ دامنه داده‌ها به آن‌ها اضافه شده است. (ب) مشتق افقی کل، (پ) سیگنال تحلیلی، (ت) مشتق افقی کل زاویه تمایل، (ث) نقشه تتا، (ج) هایپربولیک زاویه تمایل، (چ) گرادیان افقی کل نرمالیزه شده، (ح) مشتق عمودی نرمال شده‌ی مشتق افقی کل، (خ) انحراف معیار نرمال شده (window size=3).

نتایج بدست آمده از اعمال فیلترهای شناسایی مرزهای بی‌هنجار بر روی این مدل نشان می‌دهد که تقریباً تمام این فیلترها لبه‌های بی‌هنجاری با بزرگترین دامنه را با موفقیت ترسیم می‌کنند اما نتایج برای چشمه‌های عمیق‌تر مطلوب نمی‌باشد. اما در بین فیلترهای بکار گرفته شده، فیلتر انحراف معیار نرمال شده به وضوح پاسخ بهتری نسبت به روش‌های دیگر برای چشمه‌های عمیق‌تر ارائه می‌دهد (شکل ۳-۴ خ و ۳-۵ خ).

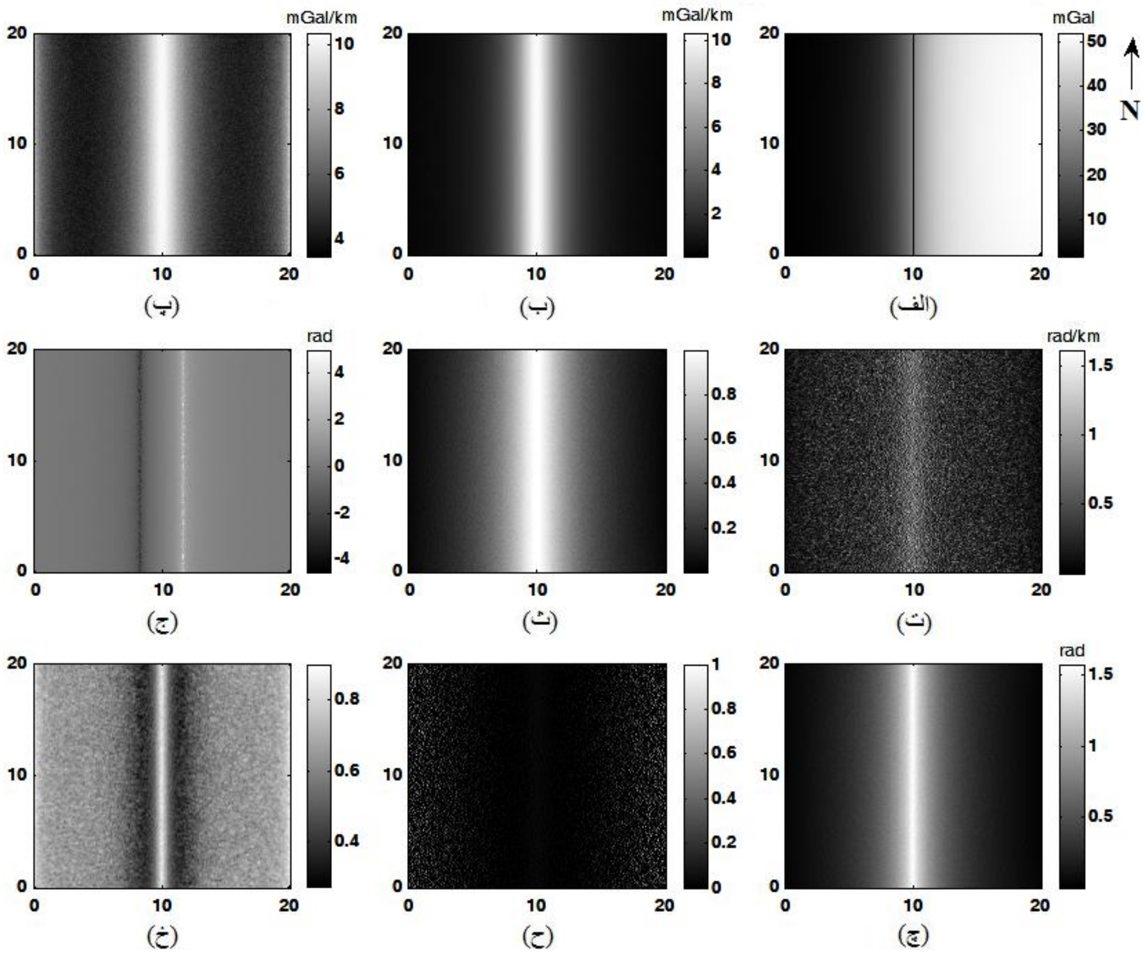
۳-۴ مدل مصنوعی کنتاکت قائم و شیب‌دار

به منظور بررسی تأثیر شیب مرزهای بی‌هنجار بر روی روش‌های شناسایی این مرزها، در این بخش دو مدل کنتاکت قائم (شکل ۴-۶ الف) و شیب‌دار (شکل ۴-۶ ب) در عمق یک کیلومتری طراحی و با یکدیگر مقایسه شده‌اند. بی‌هنجاری گرانی (شکل ۴-۷ الف) و میدان کل مغناطیسی (شکل ۴-۸ الف) ناشی از کنتاکت قائم به ترتیب توسط توابع gbox و mbox و استفاده از دو حلقه for و تعریف یک شبکه برداشت به ابعاد ۲۰km×۲۰km و با فواصل ۵۰m×۵۰m در سطح مبنا (z=0) محاسبه شده‌اند و نویز تصادفی با دامنه‌ای برابر ۰/۰۱٪ دامنه داده‌ها به صورت تصادفی به آن‌ها افزوده شده است. چگالی باقی‌مانده ۷۰۰ kg/m^3 و شدت مغناطیدگی ۱ A/m، زاویه میل ۶۰ و زاویه انحراف نیز صفر درجه برای میدان مغناطیسی زمین و بردار مغناطیس شوندگی در نظر گرفته شده‌اند.

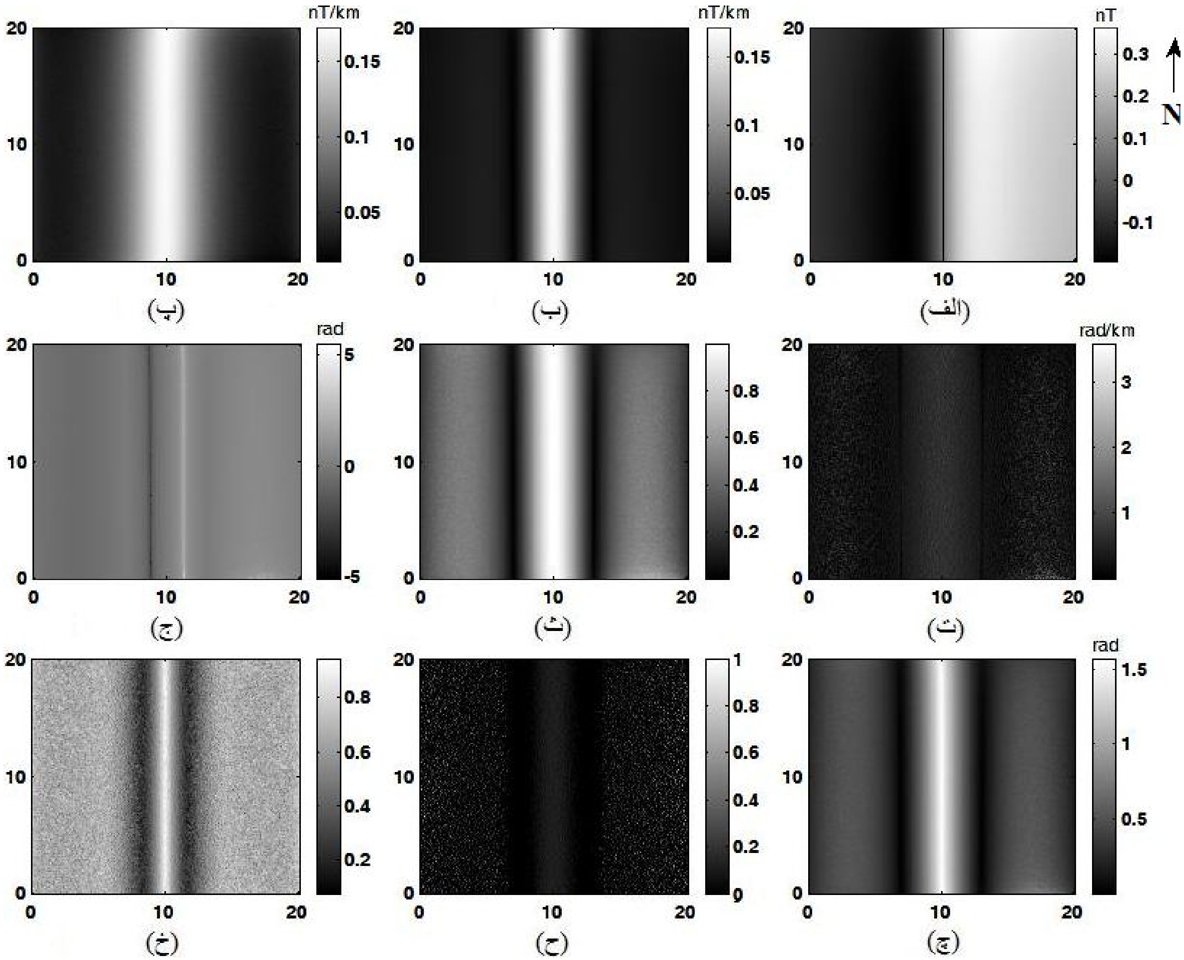
نتایج به دست آمده از اعمال فیلترهای مشتق افقی کل، سیگنال تحلیلی، مشتق افقی کل زاویه تمایل، نقشه تتا، هایپربولیک زاویه تمایل، گرادیان افقی کل نرمال شده، مشتق عمودی نرمال شده مشتق افقی کل و انحراف معیار نرمال شده بر روی این داده‌ها در شکل‌های ۴-۷ و ۴-۸ آورده شده‌اند. در اینجا نیز فیلتر انحراف معیار نرمال شده بهترین نتیجه را ارائه می‌دهد. تقارن در دو طرف مرز کنتاکت نیز تقریباً در نتایج حاصل از تمام فیلترها مشاهده می‌شود که حاکی از عمودی بودن این مرز می‌باشد.



شکل ۴-۶ نمایش سه بعدی (الف) کنتاکت قائم و (ب) کنتاکت با شیب ۴۵ درجه.



شکل ۴-۷ (الف) بی‌هنجاری گرانی ناشی از یک کنتاکت قائم؛ نویز تصادفی نیز با دامنه‌ای برابر با ٪۰/۰۱ دامنه داده‌ها به آن‌ها اضافه شده است. (ب) مشتق افقی کل، (پ) سیگنال تحلیلی، (ت) مشتق افقی کل زاویه تمایل، (ث) نقشه تتا، (ج) هایپربولیک زاویه تمایل، (چ) گرادیان افقی کل نرمال شده، (ح) مشتق عمودی نرمال شده مشتق افقی کل، (خ) انحراف معیار نرمال شده (window size=3).



شکل ۴-۸ (الف) بی‌هنجاری میدان کل مغناطیسی ناشی از یک کنتاکت قائم؛ نویز تصادفی نیز با دامنه‌ای برابر با ۰/۰۱٪ دامنه داده‌ها به آن‌ها اضافه شده است. (ب) مشتق افقی کل، (پ) سیگنال تحلیلی، (ت) مشتق افقی کل زاویه تمایل، (ث) نقشه تتا، (ج) هایپربولیک زاویه تمایل، (چ) گرادیان افقی کل نرمالیزه شده، (ح) مشتق عمودی نرمال شده‌ی مشتق افقی کل، (خ) انحراف معیار نرمال شده (window size=3).

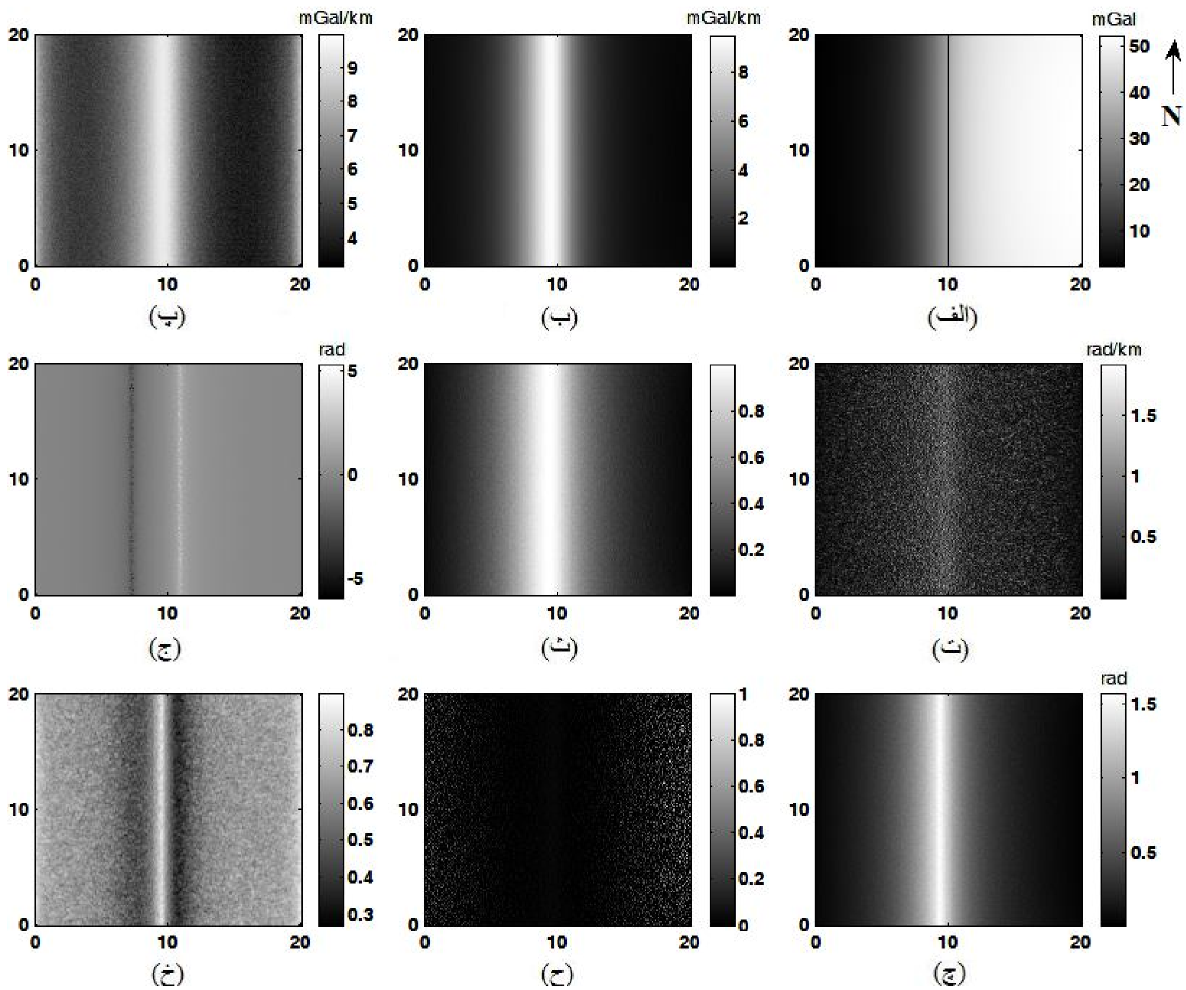
بی‌هنجاری گرانی (شکل ۴-۹ الف) و میدان کل مغناطیسی (شکل ۴-۱۰ الف) ناشی از کنتاکت مایل با شیب ۴۵ درجه و مشخصات مشابه با کنتاکت قائم نیز مانند قبل به ترتیب توسط توابع gbox و mbox و تعریف یک شبکه برداشت به ابعاد ۲۰km×۲۰km و با فواصل ۵۰m×۵۰m در سطح مبنا (z=0)، به صورت زیر محاسبه شده‌اند و به این داده‌ها نویز تصادفی با دامنه‌ای برابر با ٪ ۰/۰۱ دامنه داده‌ها اضافه شده است.

اما این بار به جای دو حلقه for از سه حلقه استفاده شده که حلقه سوم برای تعریف چشمه بی‌هنجار به صورت بلوک‌های با ضخامت اندک مورد استفاده قرار گرفته است:

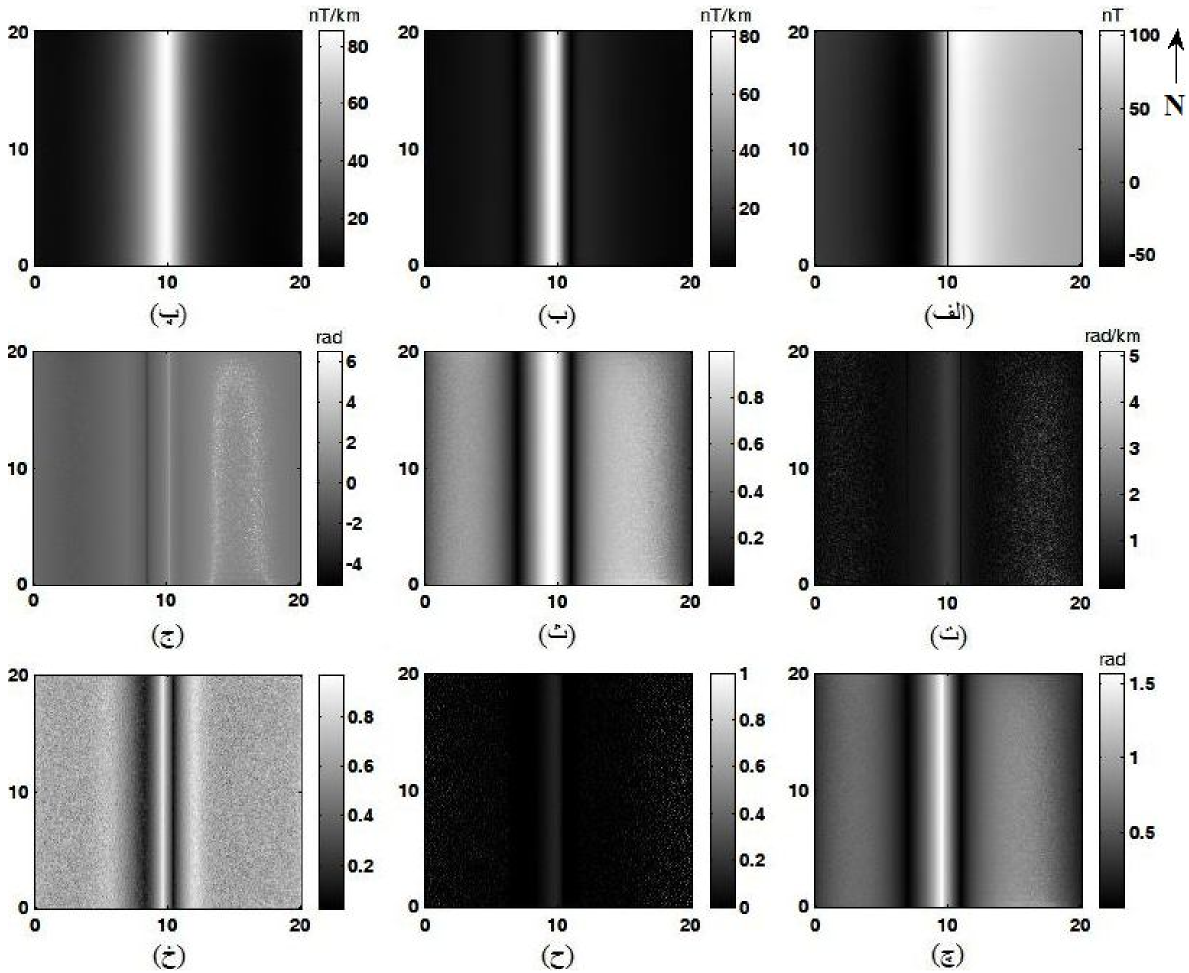
```
sum=0;
m=0;
z0=0;
gravityc45=zeros(401);
for x0=linspace(0,20,401)
   for y0=linspace(0,20,401)
      for k=linspace(1,2.99,2000)
         sum=sum+gbox(x0,y0,z0,10-m,-10,k,40,30,k+0.001,700);
         m=m+0.001;
      end
      gravityc45(y0*20+1,x0*20+1)=sum;
      sum=0;
      m=0;
   end
end


sum=0;
m=0;
z0=0;
magneticc45=zeros(401);
for x0=linspace(0,20,401);
   for y0=linspace(0,20,401);
      for k=linspace(1,2.99,2000)
         deltata=mbox(x0,y0,z0,10-m,-10,k,40,30,60,0,60,0,1,90);
         deltatb=mbox(x0,y0,z0,10-m,-10,k+0.001,40,30,60,0,60,0,1,90);
         deltat=deltata-deltatb;
         sum=sum+deltat;
         m=m+0.001;
      end
      magneticc45(y0*20+1,x0*20+1)=sum;
      sum=0;
      m=0;
   end
end
```

لازم به ذکر است که هر چه ضخامت این بلوک‌ها کمتر در نظر گرفته شوند، سرعت انجام محاسبات نیز کاهش می‌یابد.

نتایج به دست آمده از اعمال فیلترهای شناسایی مرزهای بی‌هنجار بر روی کنتاکت مایل در شکل‌های ۴-۹ و ۴-۱۰ آورده شده‌اند. از مقایسه این نتایج با نتایج حاصل از کنتاکت قائم مشاهده می‌شود که برای کنتاکت مایل در تمامی فیلترها دیگر تقارنی در دو طرف مرز کنتاکت وجود ندارد. علاوه بر این مرز شناسایی شده دارای انحراف کمی در جهت شیب است، که این انحراف برای سیگنال تحلیلی دارای کمترین مقدار می‌باشد.



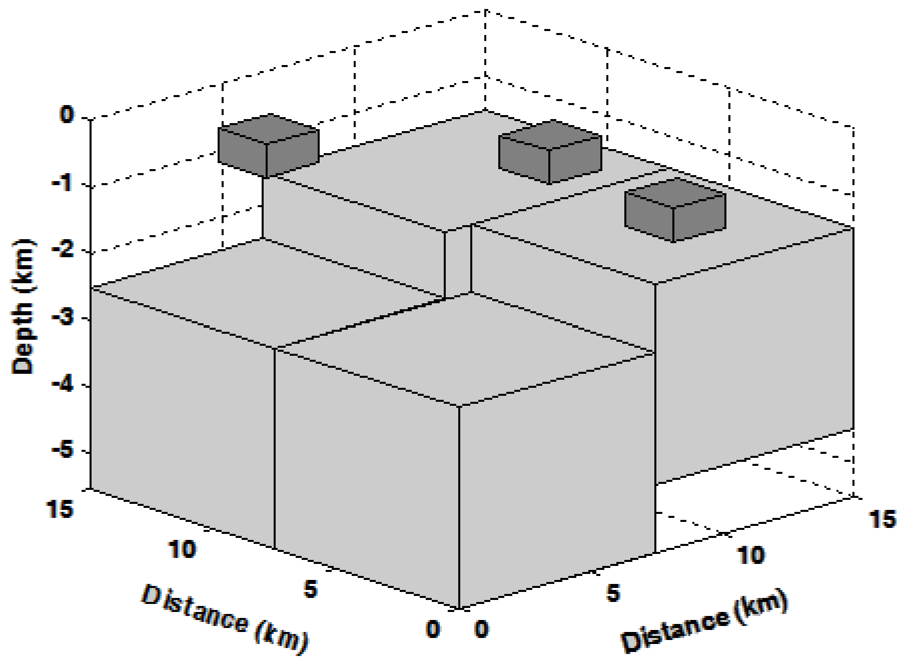
شکل ۴-۹ (الف) بی‌هنجاری گرانی ناشی از یک کنتاکت با شیب ۴۵ درجه؛ نویز تصادفی نیز با دامنه‌ای برابر با ٪۰/۰۱ دامنه داده‌ها به آن‌ها اضافه شده است. (ب) مشتق افقی کل، (پ) سیگنال تحلیلی، (ت) مشتق افقی کل زاویه تمایل، (ث) نقشه تتا، (ج) هایپربولیک زاویه تمایل، (چ) گرادیان افقی کل نرمال شده، (ح) مشتق عمودی نرمال شده مشتق افقی کل، (خ) انحراف معیار نرمال شده (window size=3).



شکل ۴-۱۰ (الف) بی‌هنجاری میدان کل مغناطیسی ناشی از یک کنتاکت با شیب ۴۵ درجه؛ نویز تصادفی نیز با دامنه‌ای برابر با ۰/۰۱٪ دامنه داده‌ها به آن‌ها اضافه شده است. (ب) مشتق افقی کل، (پ) سیگنال تحلیلی، (ت) مشتق افقی کل زاویه تمایل، (ث) نقشه تتا، (ج) هایپربولیک زاویه تمایل، (چ) گرادیان افقی کل نرمال شده، (ح) مشتق عمودی نرمال شده مشتق افقی کل، (خ) انحراف معیار نرمال شده (window size=3).

۴-۴ مدل مصنوعی گسل لغزشی نرمال به همراه سه مکعب قائم

آخرین مدل ارائه شده در این پایان نامه شامل یک گسل لغزشی نرمال در عمق ۱/۵ کیلومتری به همراه سه مکعب در اعماق ۰/۱ کیلومتر (مکعب سمت چپ)، ۰/۵ کیلومتر (مکعب وسط) و ۱ کیلومتر (مکعب سمت راست) می‌باشد (شکل ۴-۱۱). هدف از طراحی این مدل مقایسه فیلترهای معرفی شده، برای شناسایی مرزهای گسل و تفکیک افقی آن از چشمه‌های بی‌هنجار مجاور می‌باشد.

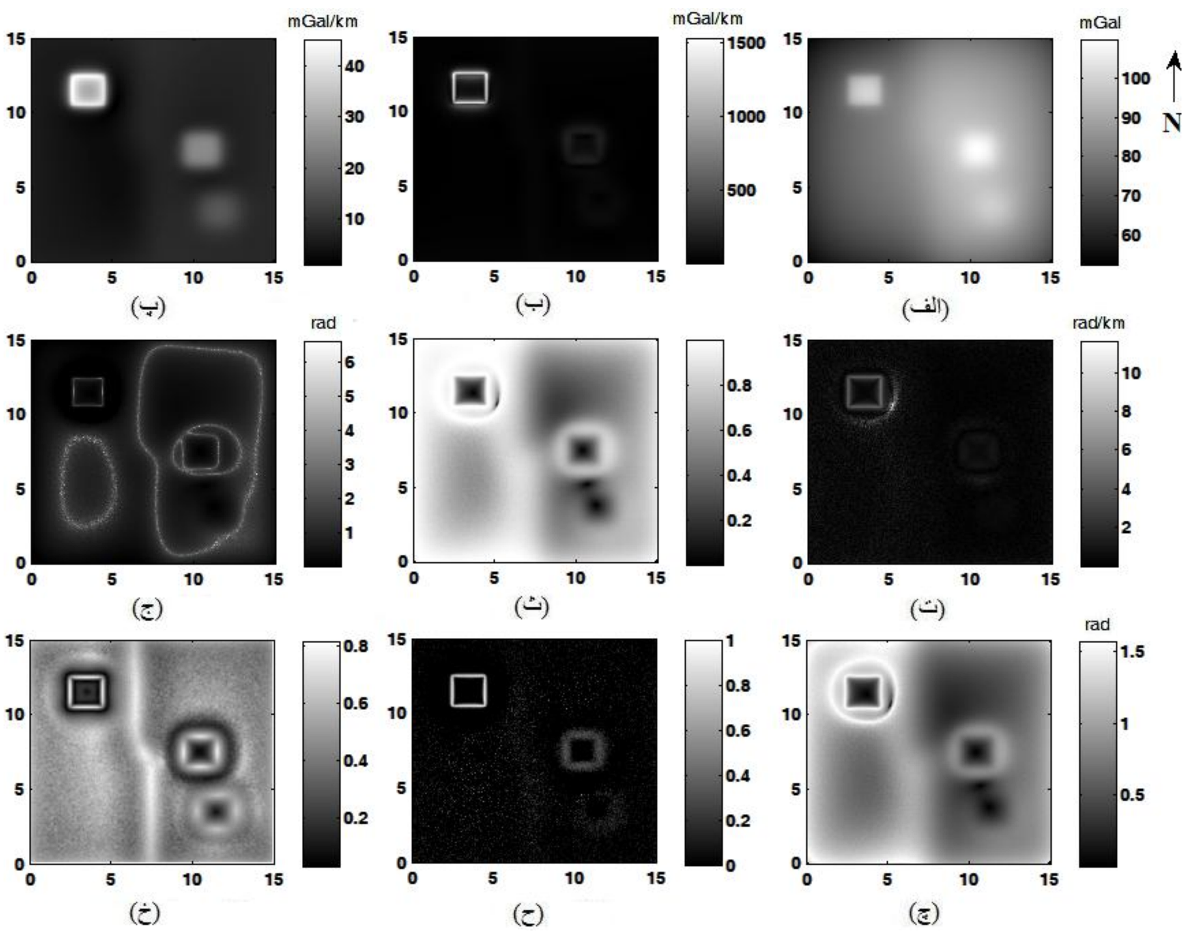


شکل ۴-۱۱ نمایش سه بعدی گسل لغزشی نرمال به همراه سه مکعب قائم.

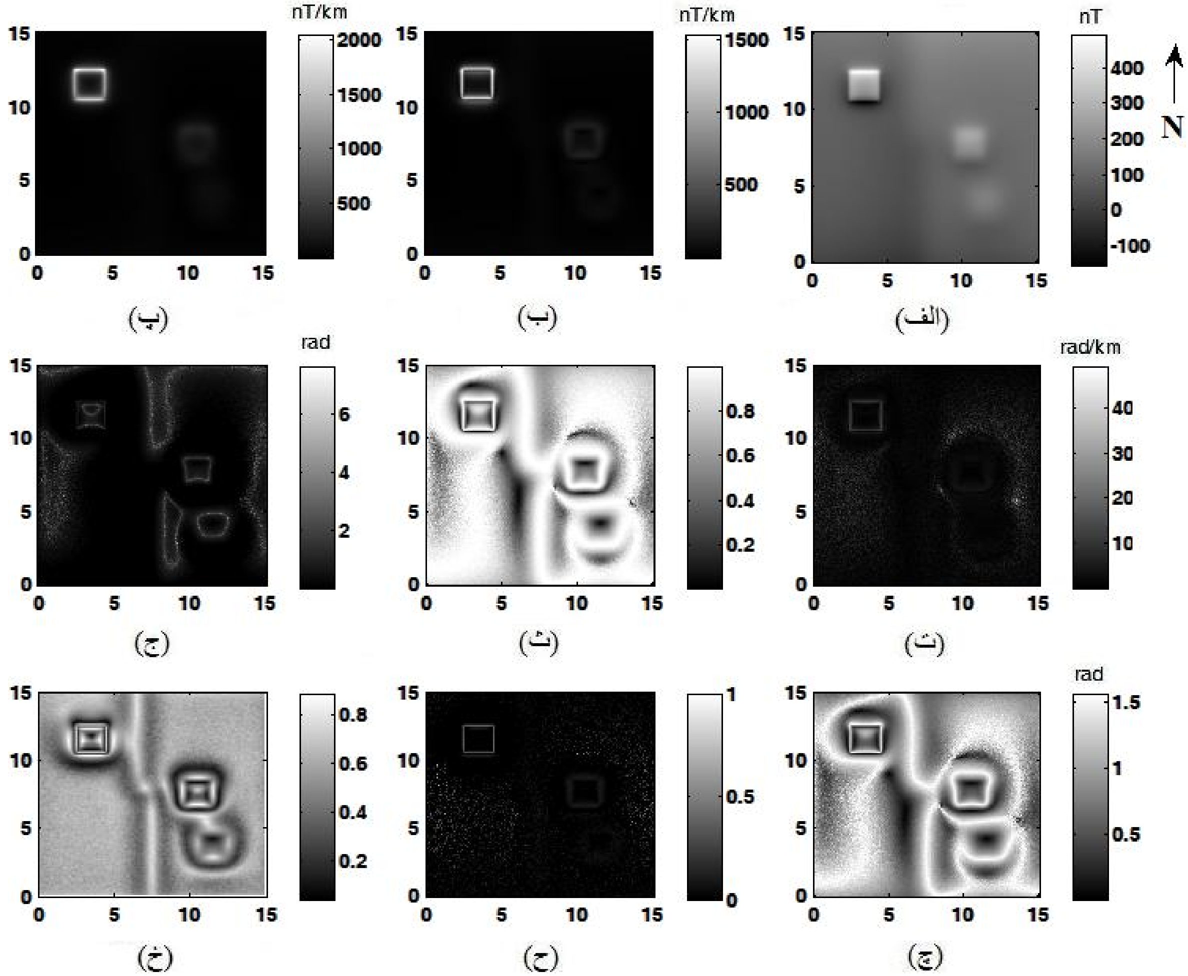
بی‌هنجاری گرانی (شکل ۴-۱۲ الف) و میدان کل مغناطیسی (شکل ۴-۱۳ الف) ناشی از این مدل به ترتیب توسط توابع gbox و mbox ، استفاده از دو حلقه for و تعریف یک شبکه برداشت به ابعاد ۱۵km×۱۵km و با فواصل ۲۵m×۲۵m در سطح مبنا (z=0) محاسبه شده‌اند و نویز تصادفی با دامنه‌ای برابر ٪۰/۰۱ دامنه داده‌ها به صورت تصادفی به آن‌ها افزوده شده است. چگالی باقی‌مانده $1000\ kg/m^3$ و شدت مغناطیدگی ۱ A/m، زاویه میل ۶۰ و زاویه انحراف نیز صفر درجه برای میدان مغناطیسی زمین و بردار مغناطیس شوندگی در نظر گرفته شده‌اند.

نتایج به دست آمده از اعمال فیلترهای مشتق افقی کل، سیگنال تحلیلی، مشتق افقی کل زاویه تمایل، نقشه تتا، هایپربولیک زاویه تمایل، گرادیان افقی کل نرمال شده، مشتق عمودی نرمال شده مشتق افقی کل و انحراف معیار نرمال شده بر روی این داده‌ها در شکل‌های ۴-۱۲ و ۴-۱۳ آورده شده‌اند. با مقایسه نتایج به دست آمده برای هر دو روش گرانی و مغناطیس به وضوح مشاهده می‌شود که فیلتر انحراف معیار

نرمال شده نسبت به دیگر فیلترها بسیار دقیق‌تر می‌باشد و مرزهای گسل و مکعب‌ها را به خوبی شناسایی و از یکدیگر تفکیک می‌کند. فیلترهای تتا و گرادیان افقی کل نرمال شده نیز دارای نتایج بهتری نسبت به مشتق افقی کل و سیگنال تحلیلی می‌باشند، اما باز هم مرزهای شناسایی شده توسط آن‌ها پراکنده می‌باشند. هایپربولیک زاویه تمایل دارای پاسخ‌های مبهمی می‌باشد و پاسخ‌های فیلترهای مشتق افقی کل زاویه تمایل و مشتق عمودی نرمال شده مشتق افقی کل نیز به دلیل استفاده از مشتقات مرتبه بالاتر، نسبت به نویز بسیار حساس می‌باشند.



شکل ۴-۱۲ (الف) بی‌هنجاری گرانی ناشی از یک گسل لغزشی نرمال به همراه سه مکعب قائم؛ نویز تصادفی نیز با دامنه‌ای برابر با ۰/۰۱٪ دامنه داده‌ها به آن‌ها اضافه شده است. (ب) مشتق افقی کل، (پ) سیگنال تحلیلی، (ت) مشتق افقی کل زاویه تمایل، (ث) نقشه تتا، (ج) هایپربولیک زاویه تمایل، (چ) گرادیان افقی کل نرمال شده، (ح) مشتق عمودی نرمال شده مشتق افقی کل، (خ) انحراف معیار نرمال شده.



شکل۴-۱۳ (الف) بی‌هنجاری میدان کل مغناطیسی ناشی از یک گسل لغزشی نرمال به همراه سه مکعب قائم؛ نویز تصادفی نیز با دامنه‌ای برابر با ۰/۰۱٪ دامنه داده‌ها به آن‌ها اضافه شده است. (ب) مشتق افقی کل، (پ) سیگنال تحلیلی، (ت) مشتق افقی کل زاویه تمایل، (ث) نقشه تتا، (ج) هایپربولیک زاویه تمایل، (چ) گرادیان افقی کل نرمال شده، (ح) مشتق عمودی نرمال شده مشتق افقی کل، (خ) انحراف معیار نرمال شده.

با توجه به مدل‌های بررسی شده در این فصل به وضوح برتری فیلتر انحراف معیار نرمال شده نسبت به فیلترهای دیگر برای هر دو روش گرانی و مغناطیس قابل مشاهده است. از میان فیلترهای فاز محلی نیز نقشه تتا و گرادیان افقی کل نرمال شده داری پاسخ‌های مناسب‌تری نسبت به فیلترهای متداول سیگنال تحلیلی و مشتق افقی کل می‌باشند.

فصل پنجم

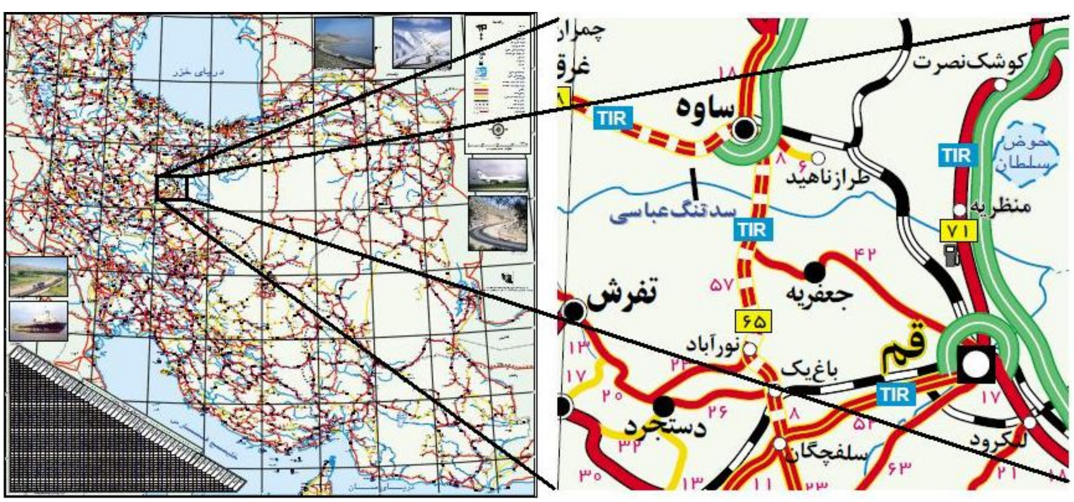
شناسایی مرزهای بی‌هنجاری در حوضه رسوبی ساوه

۵-۱ مقدمه

پس از آزمایش فیلترهای معرفی شده در فصل چهار برای شناسایی مرزهای مدل‌های مصنوعی، در این فصل این فیلترها بر روی داده‌های واقعی اعمال می‌شوند تا کارایی آن‌ها در شناسایی مرزهای چشمه‌های بی‌هنجار واقعی نیز مورد بررسی قرار گیرند. داده‌های استفاده شده در این فصل شامل برداشت‌های گرانی و مغناطیس انجام شده توسط مدیریت اکتشاف شرکت ملی نفت ایران می‌باشند. هدف از انجام این پروژه تعیین موقعیت و محل ساختمان‌های زمین شناسی احتمالی موجود در زیر رسوبات و مشخص نمودن وضعیت چین خوردگی‌های سازند قم همراه با بررسی وضعیت منطقه از نظر توده‌های آذرین بوده است [۲۵].

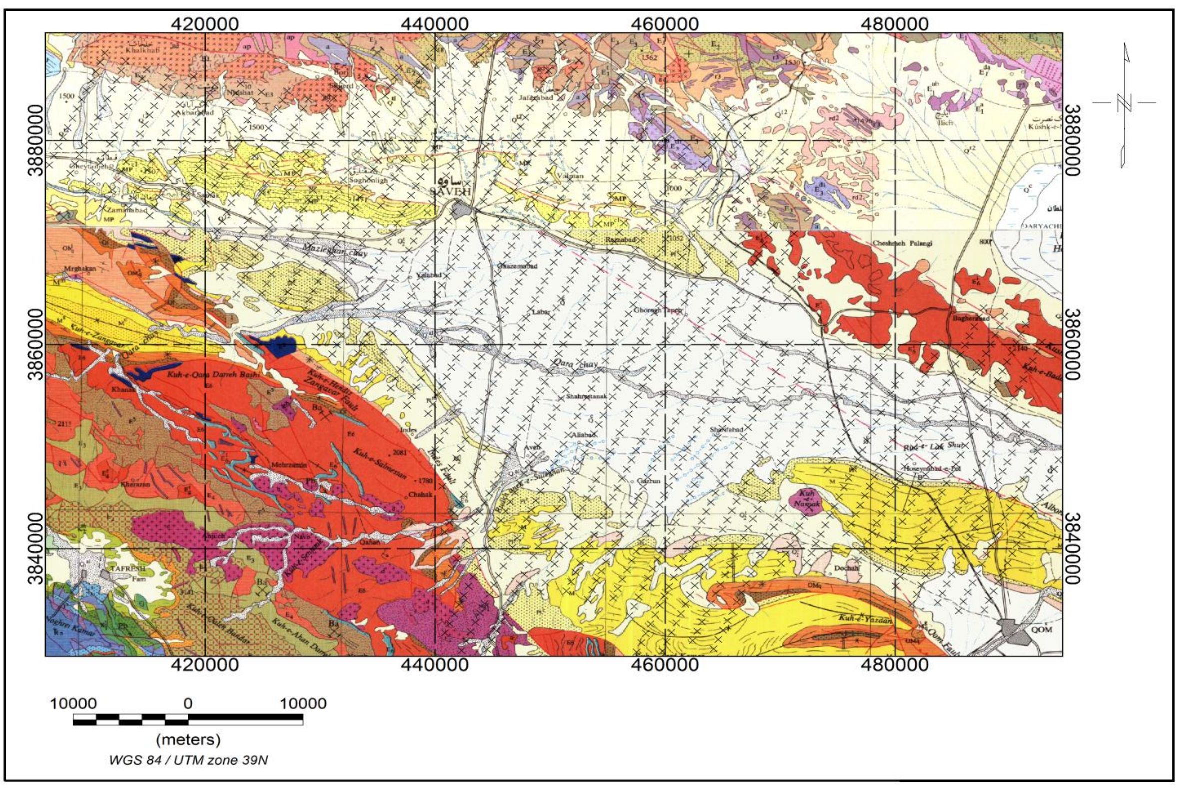
۵-۲ موقعیت جغرافیایی و وضعیت زمین شناسی منطقه

از نظر جغرافیایی، منطقه مورد بررسی بین طول‌های جغرافیایی °۵۰ تا °۵۱ و عرض‌های ′۳۰ °۳۴ تا ′۱۰ °۳۵ قرار گرفته است. در شکل ۵-۱ موقعیت جغرافیایی منطقه و راه‌های دسترسی مربوطه نشان داده شده است.



شکل ۵-۱ موقعیت جغرافیایی منطقه و راه‌های دسترسی.

در شکل ۵-۲ نقشه زمین شناسی منطقه به همراه شبکه برداشت داده‌های گرانی و مغناطیس نشان داده شده است. شبکه نسبتاً منظم برداشت داده‌های گرانی و مغناطیسی از ۴۷ پروفیل به فاصله ۲ کیلومتر و حدود ۱۴۳۳ ایستگاه به فاصله ۱ کیلومتری، تشکیل شده است. همان طور که در این شکل مشاهده می‌شود، پروفیل‌ها در جهت شمال شرقی- جنوب غربی امتداد دارند. منطقه مورد مطالعه بخشی از حوضه رسوبی ایران مرکزی است که سازند قم هدف اصلی مطالعه می‌باشد. این سازند در ساختمان البرز شرقی (چاه شماره ۵ البرز واقع در شمال قم که هنوز آثار آن باقی است) حاوی نفت و در سراجه (چاه سراجه در جنوب شرقی قم بر روی تاقدیس سراجه حفاری شده است) حاوی گاز است [۲۵].



شکل ۵-۲ نقشه زمین شناسی حوضه رسوبی ساوه به همراه نقاط برداشت داده‌های گرانی و مغناطیس.

سازند قم به سن الیگوسن میانی- پایینی تا میوسن پیشین است که آن را معادل سازند آسماری در زاگرس می‌دانند. سازند قم به عنوان رسوبات دریایی شناخته شده و به بخش‌های a تا g تقسیم گردیده است که منطقه ساوه بخش a سازند قم می‌باشد. سازند قم بر روی رسوبات قرمز رنگ تحتانی (LRF) که متشکل از مارن قرمز، کنگلومرا و رسوبات تبخیری است قرار دارد. سازند قم توسط رسوبات قرمز رنگ فوقانی (URF) در بالا پوشیده شده است. این سازند متشکل از مارن قرمز، لایه‌های ماسه سنگی و یک لایه تبخیری ضخیم در زیر است که می‌تواند نقش سنگ پوشش را برای مخازن هیدروکربوری سازند قم ایفا نماید. لایه‌های کربناته سازند قم از تخلخل اولیه کمی برخوردار بوده و بسیار ریزدانه می‌باشد. عوامل ثانوی از قبیل درزه‌ها و شکستگی‌ها سبب بوجود آمدن تخلخل ثانویه در این تشکیلات شده و با افزایش تراوایی امکان تشکیل سنگ مخزنی را در این لایه‌ها افزایش داده است [۲۶].

بنابراین تنها از طریق مطالعات زمین شناسی و رسوب شناسی نمی‌توان مناطق مستعد جهت حفاری را شناسایی کرد و تله‌های ساختمانی و تاقدیس‌های مستعد از نظر پتانسیل نفتی را می‌توان از طریق مطالعات ژئوفیزیکی همانند روش‌های گرانی و مغناطیس سنجی مشخص کرد. به همین منظور برای تعیین وضعیت سازند قم در زیر دشت که پوشیده از رسوبات آبرفتی عهد حاضر است و همچنین بررسی منطقه از نظر تشکیل تله نفتی، ضخامت رسوبات و توده‌های آذرین نفوذی و آتشفشانی، عملیات ژئوفیزیکی گرانی‌سنجی و مغناطیس سنجی انجام شده است [۲۵].

۵-۳ نقشه‌های بی‌هنجاری میدان پتانسیل حوضه رسوبی ساوه

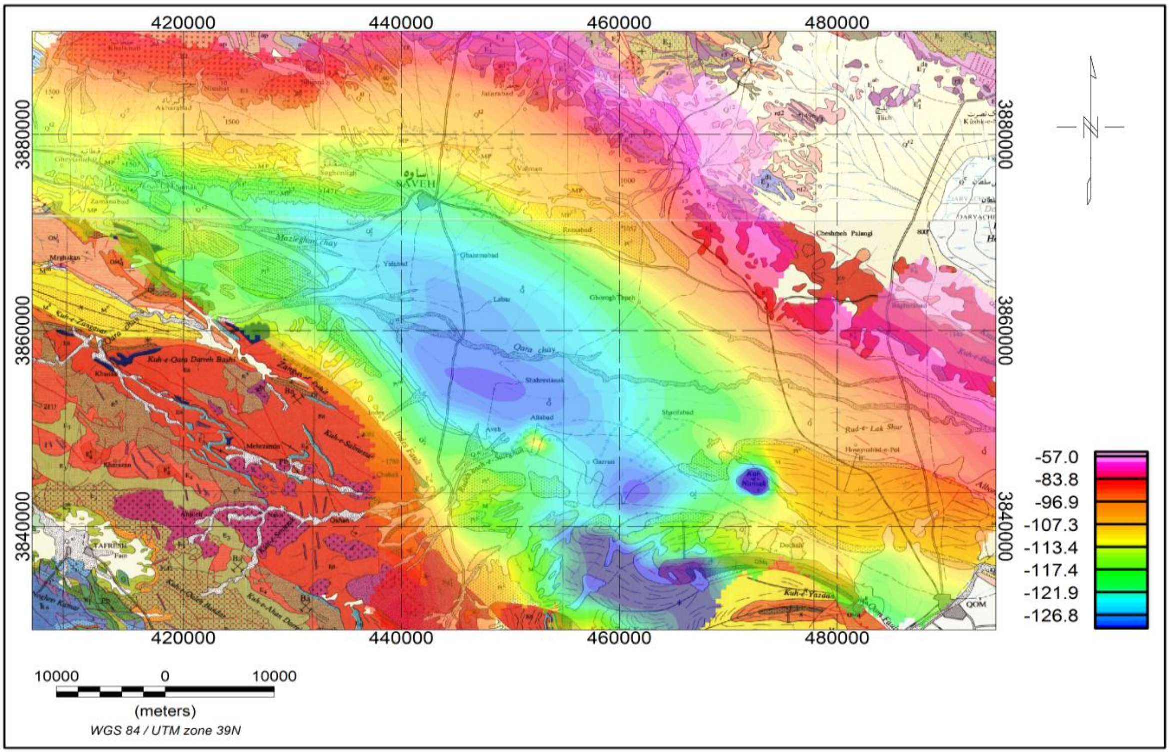
پس از برداشت داده‌های گرانی و مغناطیس و اعمال تصحیحات مربوطه، نقشه‌های بی‌هنجاری‌های گرانی و میدان کل مغناطیسی تهیه می‌شوند. در اینجا این داده‌ها توسط نرم افزار اوسیس منتاژ[۱] کمپانی

[۱] Oasis montaj

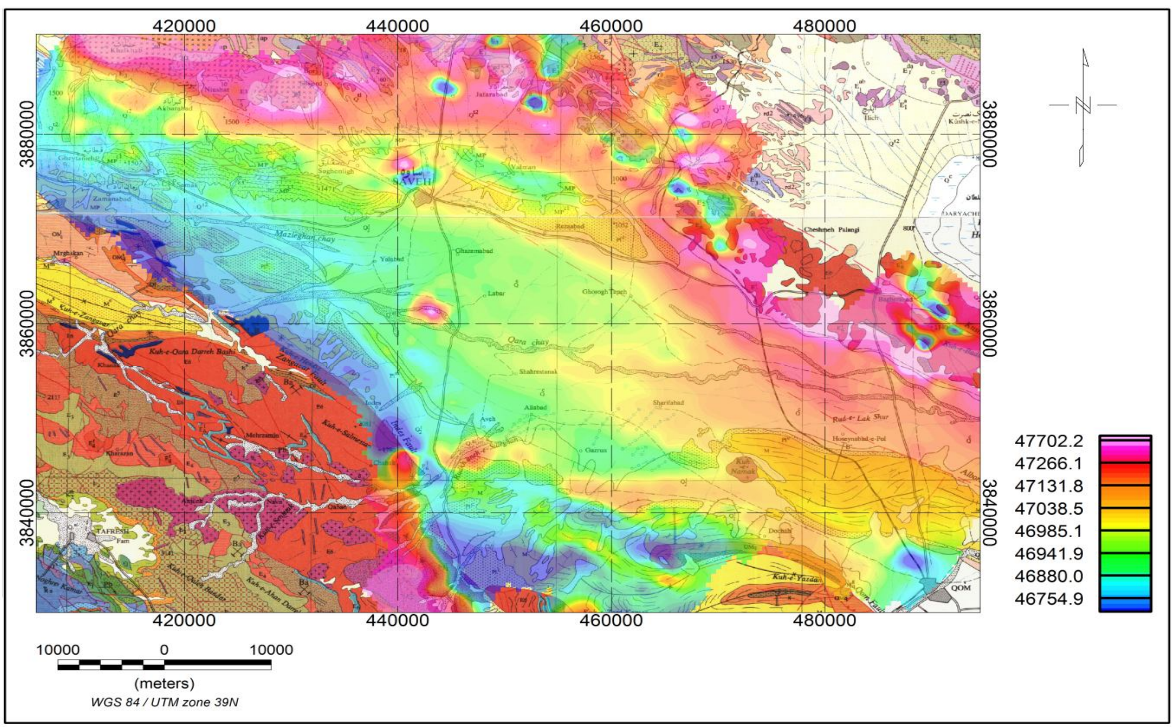
ژئوسافت (ورژن ۷.۰.۱) شبکه‌بندی[۱] شده و سپس بر روی نقشه زمین شناسی منطقه بر هم نهی شده‌اند (شکل‌های ۵-۳ و ۵-۴). با توجه به شکل ۵-۳ کاهش بی‌هنجاری گرانی در قسمت مرکزی این ناحیه ناشی از فروافتادگی[۲] و بیانگر افزایش ضخامت رسوبات به سمت مرکز می‌باشد و کمترین مقدار آن نیز بر روی کوه نمک مشاهده می‌شود که با نقشه زمین شناسی تطابق کامل دارد.

در مورد نقشه بی‌هنجاری میدان کل مغناطیسی به دلیل وجود زاویه میل و انحراف میدان زمین، بی‌هنجاری‌های مشاهده شده درست در بالای محل چشمه‌های به وجود آورنده قرار نمی‌گیرند. به همین دلیل با استفاده از فیلتر برگردان به قطب در نرم افزار مذکور داده‌های مغناطیسی برداشت شده تحت زوایای میل (´۲۸ °۳) و انحراف مغناطیسی (´۲۹ °۵۲) در این منطقه که توسط نرم‌افزار IGRF و بر اساس مدل ۱۹۹۶ به دست آمده‌اند، به شرایط میدان مغناطیسی زمین در قطب شمال برگردانده می‌شوند. در شکل ۵-۵، نقشه برگردان به قطب بی‌هنجاری میدان کل مغناطیسی حوضه رسوبی ساوه نشان داده شده است. بالا بودن مغناطیس در قسمت مرکزی این ناحیه علیرغم افزایش ضخامت رسوبات، احتمالاً ناشی از تغییرات مغناطیسی پی‌سنگ و توده‌های نفوذی واقع در قسمت غربی، جنوب غربی و شمال شرقی این ناحیه می‌باشد که در زیر این تشکیلات رسوبی قرار گرفته‌اند.

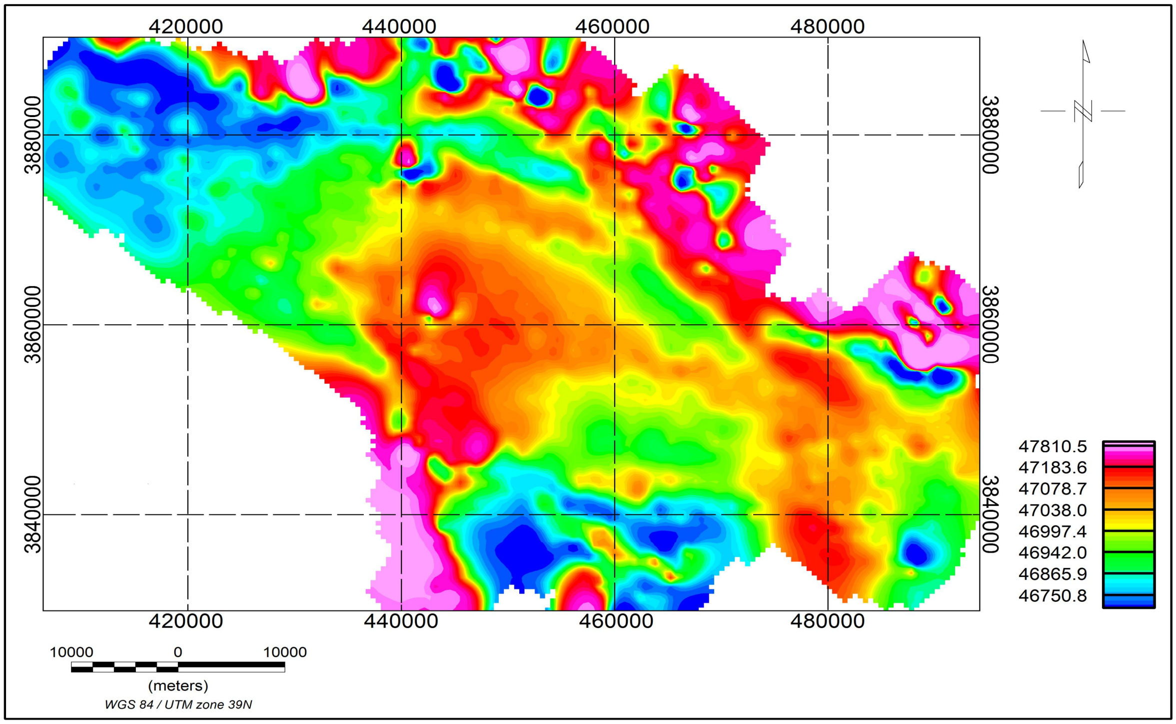
[۱] gridding
[۲] graben



شکل ۵-۳ نقشه بی‌هنجاری گرانی حوضه رسوبی ساوه بر روی نقشه زمین شناسی.



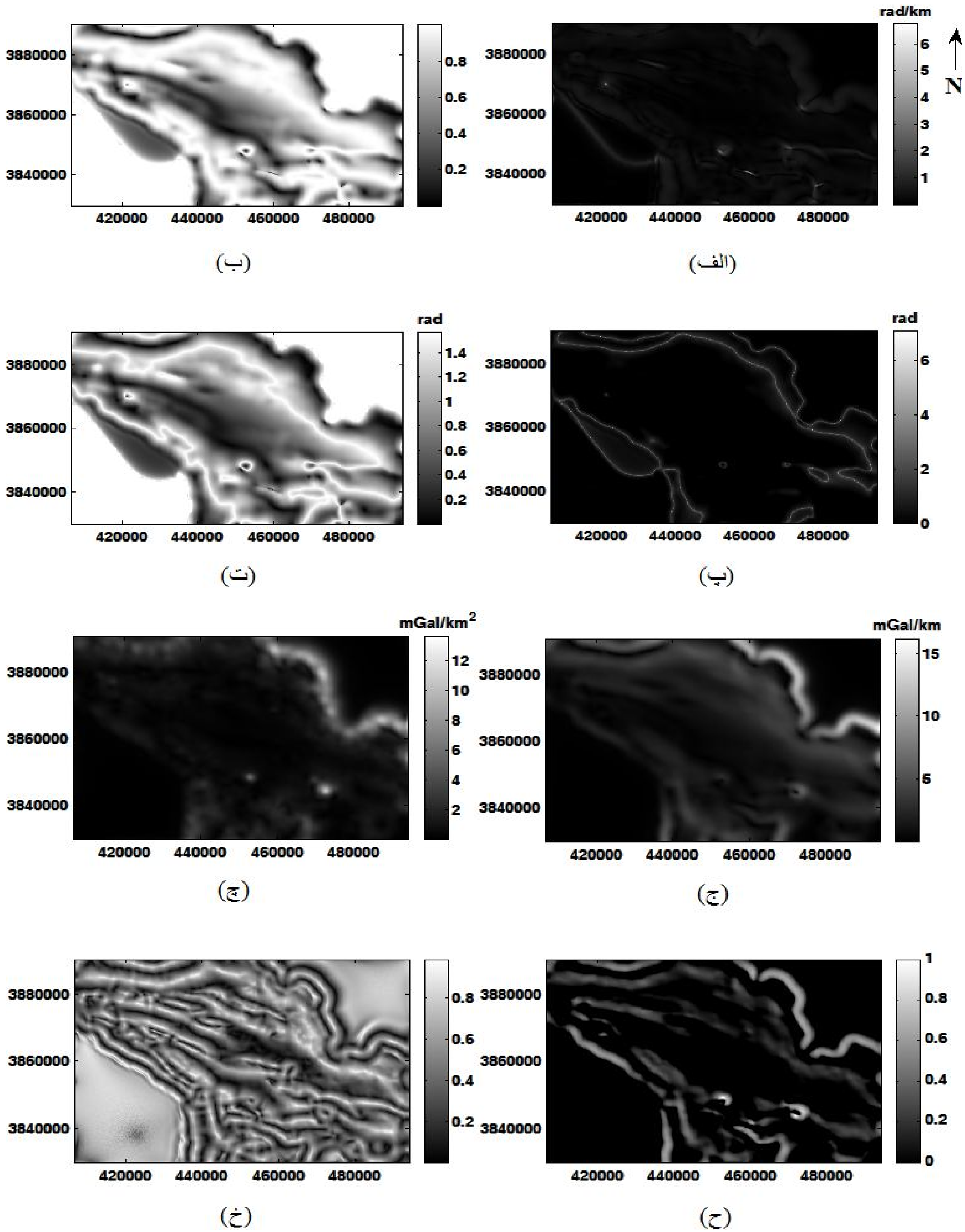
شکل ۵-۴ نقشه بی‌هنجاری میدان کل مغناطیسی حوضه رسوبی ساوه بر روی نقشه زمین شناسی.



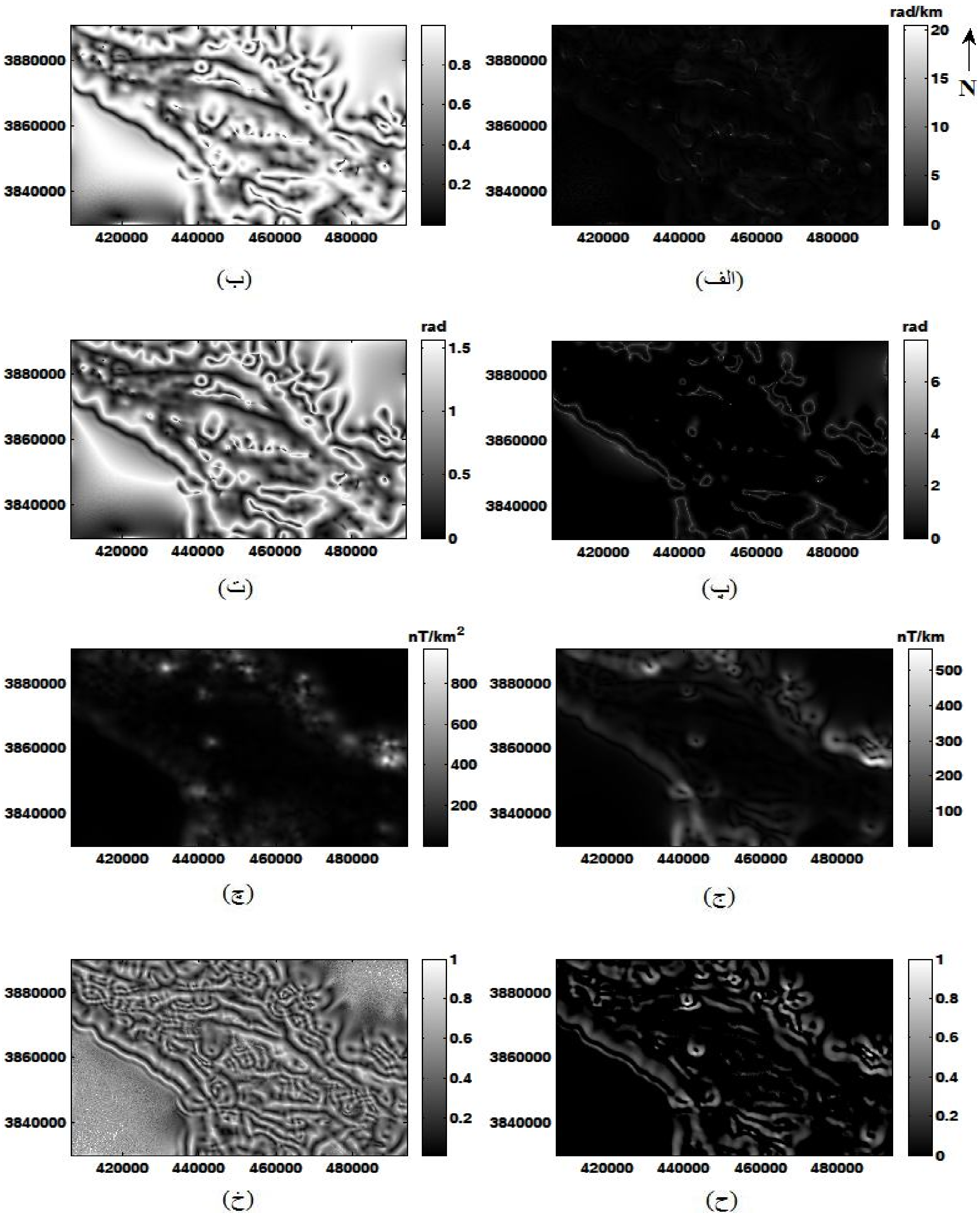
شکل ۵-۵ نقشه برگردان به قطب بی‌هنجاری میدان کل مغناطیسی حوضه رسوبی ساوه.

۵-۴ اعمال فیلترهای شناسایی مرز چشمه‌های بی‌هنجار بر روی داده‌های میدان پتانسیل حوضه رسوبی ساوه

نتایج حاصل از اعمال فیلترهای شناسایی مرزهای بی‌هنجار بر روی داده‌های میدان پتانسیل در شکل‌های ۵-۶ و ۵-۷ آورده شده‌اند. همان طور که در این دو شکل مشاهده می‌شود، در بین فیلترهای فاز محلی نقشه تتا (شکل‌های ۵-۶ ب و ۵-۷ ب) و گرادیان افقی کل نرمالیزه شده (شکل‌های ۵-۶ ت و ۵-۷ ت) نتایج بهتری، به ویژه در مورد داده‌های میدان مغناطیسی کل ارائه می‌دهند. اما باز هم هیچکدام از این روش‌ها قابل مقایسه با فیلتر انحراف معیار نرمال شده نمی‌باشند. این فیلتر نسبت به دیگر فیلترها، به خصوص در نواحی‌ای که داده‌ها هموار می‌باشند، نتایج بسیار بهتر و جزئی‌تری ارائه می‌دهد و قدرت تفکیک بالاتری دارد. لازم به ذکر است که برای اعمال این فیلترها بر روی داده‌های میدان پتانسیل از توابع متلب معرفی شده در فصل سوم، استفاده شده است.



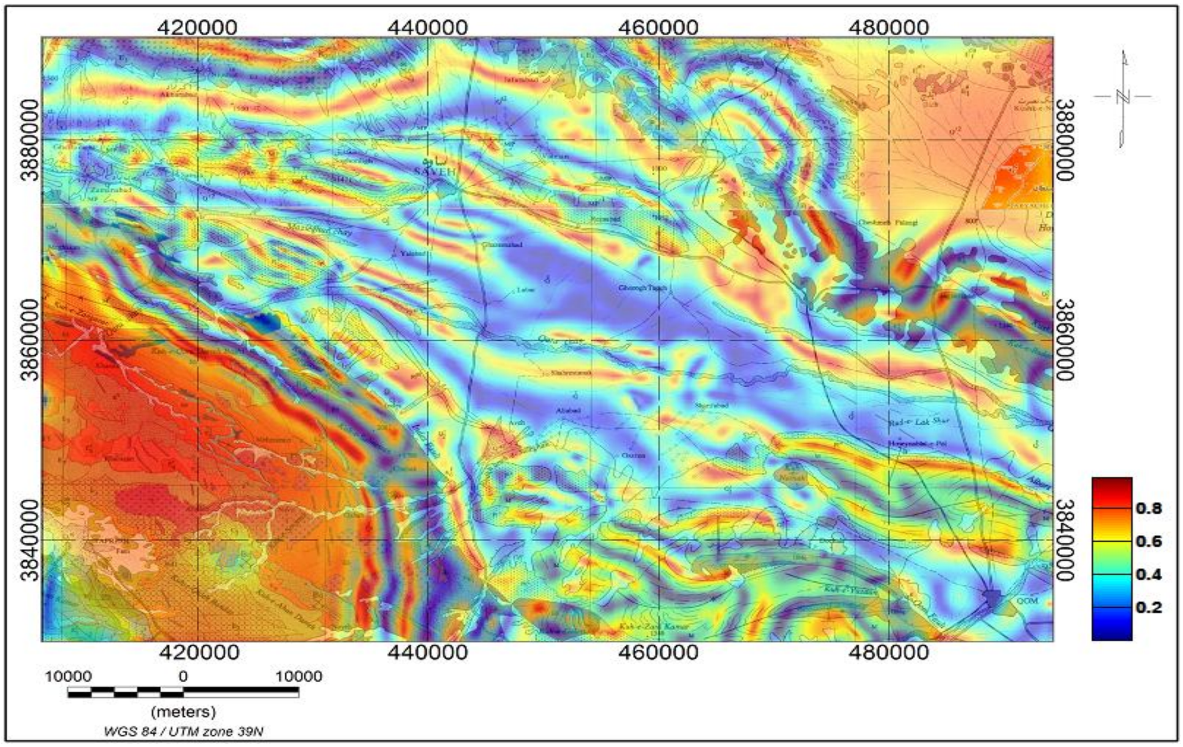
شکل ۵-۶ نتایج حاصل از اعمال فیلترهای شناسایی مرزهای بی‌هنجار بر روی داده‌های گرانی حوضه رسوبی ساوه. (الف) مشتق افقی کل زاویه تمایل، (ب) نقشه تتا، (پ) هایپربولیک زاویه تمایل ، (ت) گرادیان افقی کل نرمال شده، (ج) مشتق افقی کل ، (چ) سیگنال تحلیلی، (ح) مشتق عمودی نرمال شده مشتق افقی کل، (خ) انحراف معیار نرمال شده.



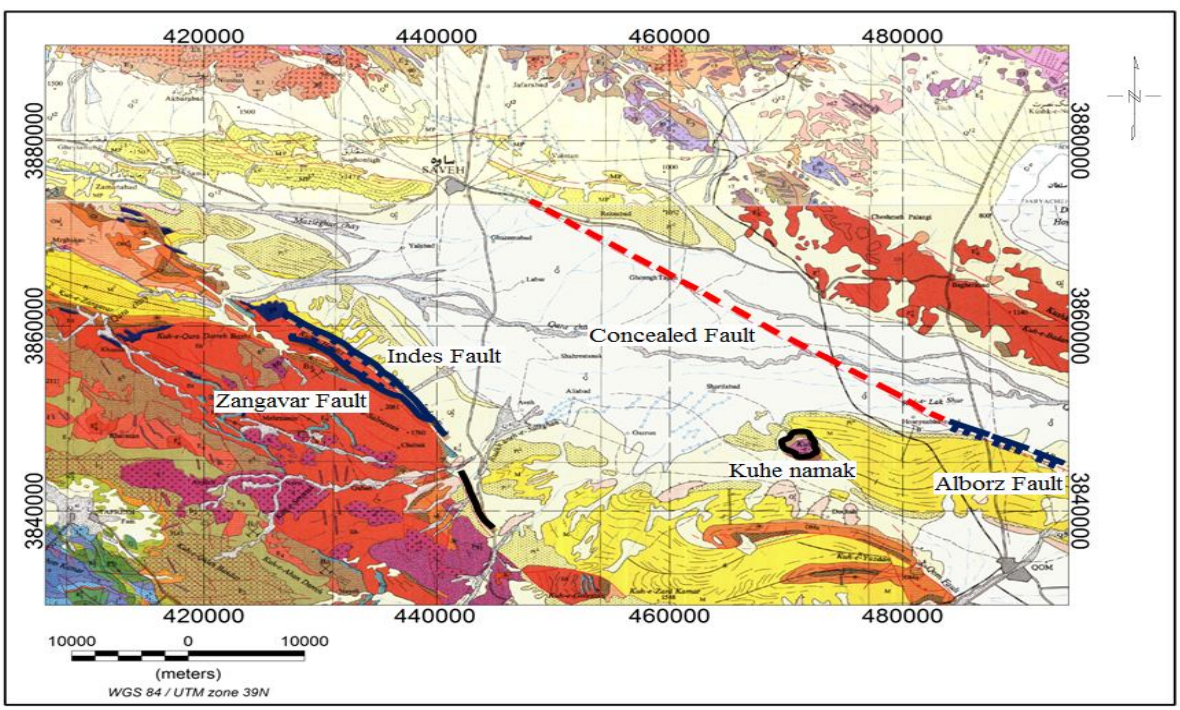
شکل ۵-۷ نتایج حاصل از اعمال فیلترهای شناسایی مرزهای بی‌هنجار بر روی داده‌های میدان کل مغناطیسی حوضه رسوبی ساوه. (الف) مشتق افقی کل زاویه تمایل، (ب) نقشه تتا، (پ) هایپربولیک زاویه تمایل، (ت) گرادیان افقی کل نرمال شده، (ج) مشتق افقی کل ، (چ) سیگنال تحلیلی، (ح) مشتق عمودی نرمال شده مشتق افقی کل، (خ) انحراف معیار نرمال شده.

با برهم نهی نتایج نشان داده شده در شکل‌های ۵-۶ و ۵-۷ بر روی نقشه زمین شناسی منطقه، مشاهده می‌شود که نتیجه حاصل از اعمال فیلتر انحراف معیار نرمال شده برای داده‌های گرانی (شکل ۵-۸) علاوه بر بهبود بی‌هنجاری‌های با دامنه پایین برای نمایش مرزهای چینه شناسی و پررنگ کردن الگوی گسل‌ها و چین خوردگی‌ها، تطابق بسیار خوبی با گسل‌ها و گنبد نمکی نشان داده شده در نقشه زمین شناسی منطقه مورد مطالعه دارد. به عنوان نمونه گسل‌های البرز، ایندز و زنگاور و کوه نمک در شکل‌های ۵-۹ و ۵-۱۰ بر روی نقشه زمین‌شناسی و نقشه فیلتر انحراف معیار نرمال شده مشخص شده‌اند. بنابراین با توجه به این تطابق بسیار دقیق می‌توان گسل‌های پنهان[۱] موجود در منطقه را شناسایی کرد. جهت‌گیری اصلی گسل‌های موجود در منطقه نیز همان طور که در نقشه فیلتر انحراف معیار نرمال شده مشاهده می‌شود، شمال غربی- جنوب شرقی می‌باشند که نقشه زمین‌شناسی منطقه نیز آن را تأیید می‌کند.

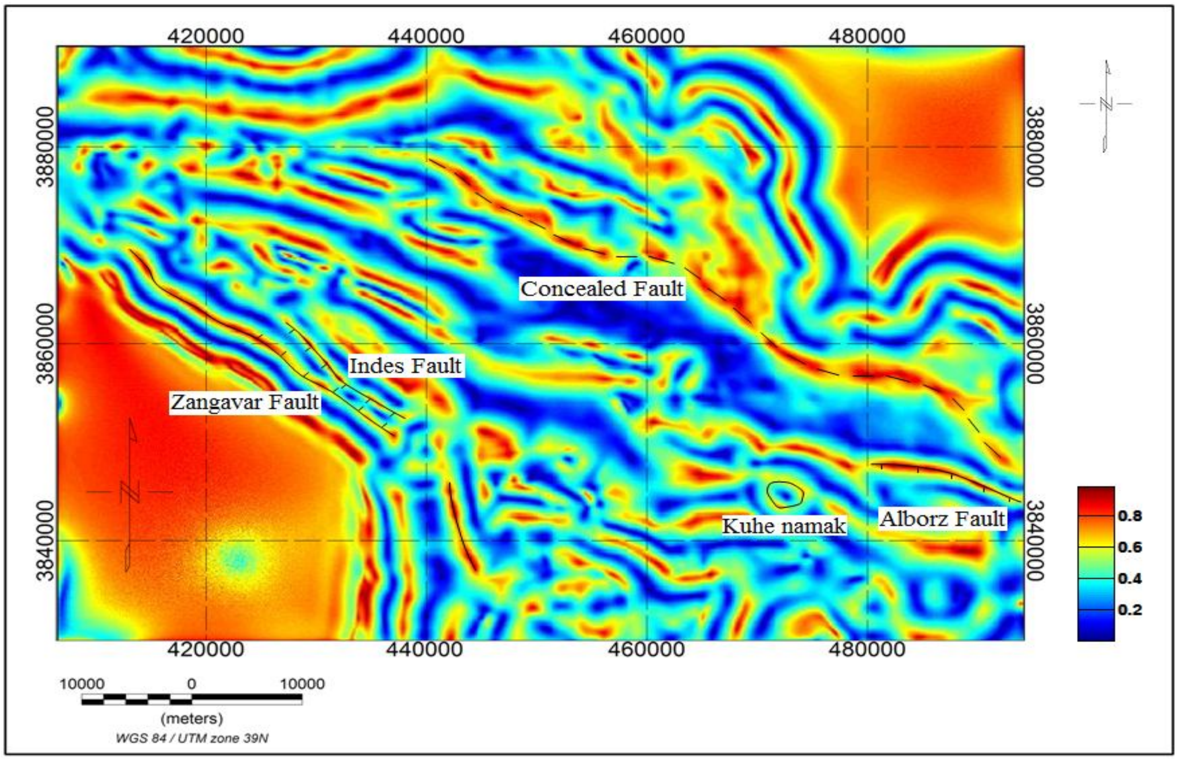
[۱] Concealed fault



شکل ۵-۸ نقشه حاصل از اعمال فیلتر انحراف معیار نرمال شده بر روی بی‌هنجاری گرانی حوضه رسوبی ساوه به همراه نقشه زمین شناسی.



شکل ۵-۹ نقشه زمین شناسی حوضه رسوبی ساوه.



شکل ۵-۱۰ نقشه حاصل از اعمال فیلتر انحراف معیار نرمال شده بر روی بی‌هنجاری گرانی حوضه رسوبی ساوه.

فصل ششم

نتیجه‌گیری و پیشنهادات

۶-۱ نتیجه‌گیری

در بررسی بی‌هنجاری‌های جانبی ساختارهای زمین‌شناسی، به ویژه محل مرزهای آن‌ها، داده‌های میدان پتانسیل مزایای منحصر به فردی دارند. مرزهای بی‌هنجاری شامل خطوط گسل و مرزهای زمین شناختی یا واحدهای سنگی با چگالی متفاوت، طبیعت مغناطیسی و . . . می‌باشند. برای شناسایی این مرزها تاکنون فیلترهای متعددی معرفی شده است که در این تحقیق از فیلترهای فاز محلی (مشتق افقی کل زاویه تمایل، نقشه تتا، هایپربولیک زاویه تمایل، گرادیان افقی کل نرمالیزه شده)، مشتق افقی کل، سیگنال تحلیلی، مشتق عمودی نرمال شده مشتق افقی کل و انحراف معیار نرمال شده استفاده شده است. این روش‌ها عموماً بر اساس مکان نقاط صفر یا ماکزیمم بدست آمده توسط مشتقات عمودی یا افقی عمل می‌نمایند. به هر حال بین مرزهای مشخص شده و مرزهای واقعی فاصله وجود دارد و این فاصله با شکل مرز، عمق، اندازه و دیگر عوامل چشمه‌های بی‌هنجار تغییر می‌کند.

برای مقایسه این فیلترها با یکدیگر ابتدا سه مدل مصنوعی طراحی و سپس این فیلترها بر روی داده‌های گرانی و مغناطیس حاصل از این سه مدل اعمال شدند. در مورد قدرت تفکیک دو چشمه مشابه مجاور و چشمه‌های با اعماق متفاوت بهترین نتیجه در میان فیلترهای فاز محلی مربوط به هایپربولیک زاویه تمایل بود، اما از فیلتر انحراف معیار نرمال شده نتایج به مراتب دقیق‌تری حاصل شد. برای مدل کنتاکت قائم و شیب‌دار نیز نتایج به دست آمده از فیلترهای گرادیان افقی کل نرمال شده و انحراف معیار نرمال شده قابل قبول بودند، هرچند در مورد مدل کنتاکت مایل مرز شناسایی شده تا حدودی در جهت شیب جابه جا شده بود.

کاربرد فیلترهای شناسایی مرزهای بی‌هنجار بر روی داده‌های گرانی و مغناطیس حوضه رسوبی ساوه نیز نشان داد اگرچه نتایج حاصل از فیلتر گرادیان افقی کل نرمالیزه شده به ویژه در مورد داده‌های میدان کل

مغناطیسی تا حدودی قابل قبول می‌باشد، اما به ویژه در نواحی‌ای که داده‌ها هموار باشند، اصلاً قابل مقایسه با نتایج به دست آمده از فیلتر انحراف معیار نرمال شده نمی‌باشد. این فیلتر علاوه بر شناسایی دقیق کوه نمک مانند اکثر فیلترهای دیگر، گسل‌های البرز، زنگاور و ایندز را نیز به وضوح نمایش می‌دهد. بنابراین با استفاده از این فیلتر و تطبیق آن با اطلاعات زمین شناسی منطقه می‌توان مرزهای چشمه‌های بی‌هنجار موجود در منطقه از جمله گسل‌های مدفون شده در زیر رسوبات را شناسایی کرد. علاوه بر این همان طور که در نقشه انحراف معیار نرمال شده مشاهده می‌شود (شکل ۵-۱۱)، به طور کلی جهت گیری اصلی گسل‌ها در این منطقه شمال غربی- جنوب شرقی می‌باشد.

۶-۲ پیشنهادات

در ادامه پیشنهادات زیر که می‌تواند راه‌گشای کارهای آینده باشد، ارائه می‌گردد:

* با توجه به شناسایی گسل‌های متعدد در امتداد شمال غربی- جنوب شرقی و فرو افتادگی قسمت مرکزی این ناحیه، استفاده از روش‌های تخمین عمق مانند طیف توان و اویلر برای اندازه‌گیری ضخامت رسوبات در این منطقه پیشنهاد می‌گردد.
* شناسایی مرزهای چشمه‌های بی‌هنجاری می‌تواند برای تفسیر و مدل‌سازی آن‌ها مورد استفاده قرار بگیرد.

فهرست منابع

[۱] Nabighian M. N. (1984) ‘‘Toward a three dimensional automatic interpretation of potential field data via generalized Hilbert transforms: Fundamental relations’’ Geophysics, 49(6), 780-786.

[۲] Hartman R. R., Teskey D., and Friedberg J. L. (1971) ‘‘A system for rapid digital aeromagnetic interpretation’’ Geophysics, 36, 891-918.

[۳] O’Brien D. P. (1971) ‘‘CompuDepth, a new method for depth to basement computation’’ Presented at the 42nd Annual International SEG Meeting, in Anaheim; Abstract, Geophysics, 38, 187.

[۴] Naudy H. (1971) ‘‘Automatic determination of depth on aeromagnetic profiles’’ Geophysics, 36, 717-722.

[۵] Nabighian M. N. (1972) ‘‘The analytic signal of two dimensional magnetic bodies with polygonal cross section: its properties and use for automated anomaly interpretation’’ Geophysics, 37(3), 507-517.

[۶] Roest W. R., Verhoef J., and Pilkington M. (1992) ‘‘Magnetic interpretation using the 3-D analytic signal’’ Geophysics, 57(1), 116-125.

[۷] Debeglia N., and Corpel J. (1997) ‘‘Automatic 3D interpretation of potential field data using analytic signal derivatives’’ Geophysics, 62(1), 87-96.

[۸] Salem A. (2005) ‘‘Interpretation of magnetic data using analytic signal derivatives’’ Geophysical Prospecting, 2005, 53, 75–82.

[۹] Li X. (2006) ‘‘Understanding 3D analytic signal amplitude’’ Geophysics, 71(2), L13-L16.

[۱۰] Cordell L. (1979) ‘‘Gravimetric expression of graben faulting in Santa Fe Country and the Espanola Basin, New Mexico’’ New Mexico Geol. Soc. Guidebook, 30th Field Conf., 59-64.

[۱۱] Cordell L., and Grauch V. J. S. (1985) ‘‘Mapping basement magnetization zones from aeromagnetic data in the San Juan Basin, New Mexico: in Hinze, W. J. Ed. ‘‘The utility of regional gravity and magnetic anomaly maps’’ SEG, 181-197.

[۱۲] Wanyin W., Yu P., and Zhiyun Q. ‘‘A new edge recognition technology based on the normalized vertical derivative of the total horizontal derivative for potential field data’’ Applied Geophysics, 6(3), 226-233.

[۱۳] Miller H. G., and V. Singh (1994) ‘‘Potential field tilt-A new concept for location of potential field sources’’ Journal of Applied Geophysics, 32, 213–217.

[۱۴] Verduzco B., J. D. Fairhead, C. M. Green, and C. MacKenzie (2004) ‘‘New insights into magnetic derivatives for structural mapping’’ The Leading Edge, 23, 116–119.

[۱۵] Wijns C., Perez C., and Kowalczyk P. (2005) ‘‘Theta map: Edge detection in magnetic data’’ Geophysics, 70(4), L39–L43.

[۱۶] Cooper G. R. J. and Cowan D. R. (2006) ‘‘Enhancing potential field data using filters based on the local phase’’ Computers & Geoscience, 32, 1585-1591.

[۱۷] Cooper G. R. J. and Cowan D. R. (2008) ‘‘Edge enhancement of potential-field data using normalized statistics’’ Geophysics, 73(3), H1–H4.

[۱۸] رضایی م، (۱۳۸۰) ″ زمین شناسی نفت″ انتشارات علوی، ۴۷۳.

[۱۹] Telford W. M., Geldart L. P., Sheriff R. E. (1990) ‘‘Applied geophysics’’ Second edition, Cambrige University Press, 726.

[۲۰] Blakely R. J. (1996) ‘‘Potential theory in gravity and magnetic applications’’ Cambrige University Press, 441.

[۲۱] Plouff D. (1976) ‘‘Gravity and magnetic fields of polygonal prisms and application to magnetic terrain corrections’’ Geophysics, 41(4), 727-741.

[۲۲] Blakely R. J., and Simpson R. W. (1986) ‘‘Approximating edges of source bodies frommagnetic or gravity anomalies’’ Geophysics, 51(7), 1494-1498.

[۲۳] Nabighian M. N. (1974) ‘‘Additional comments on the analytic signal of twodimensional magnetic bodies with polygonal cross-section’’ Geophysics, 39, 85-92.

[۲۴] Ward R., and C. Y. Young (1980) ‘‘Mapping seismic attenuation within geothermal systems using teleseisms with application to Geysers-clear Lake region’’ J. Geophys. Res., 85(B10), 5227-5236.

[۲۵] دولتی ارده‌جانی ف، (۱۳۷۸) ″ گزارش تعبیر و تفسیر عملیات گرانی سنجی و مغناطیس سنجی قم″ مدیریت اکتشاف شرکت ملی نفت ایران، شماره فنی ۱۹۱۱، ۲۹.

[۲۶] ″گزارش زمین شناسی ساوه″ انتشارات شرکت ملی نفت ایران، اداره ژئوفیزیک.

پیوست (الف)

الف-۱ محاسبه جاذبه قائم ناشی از یک منشور مستطیلی

```
function g=gbox(x0,y0,z0,x1,y1,z1,x2,y2,z2,rho)

% Function gbox computes the vertical attraction of a rectangular prism.
% Inputs:
% Observation point is (x0,y0,z0) and prism extends from x1 to x2, y1 to y2, and z1 to z2.
% Density of prism is rho; all distance parameters in units of km; rho in units of kg/m^3.
% Output:
% Vertical attraction of gravity g, in mGal.

if rho~=0
   gamma=6.67e-11;
   si2mg=1e5;
   km2m=1e3;
   x(1)=x0-x1;
   y(1)=y0-y1;
   z(1)=z0-z1;
   x(2)=x0-x2;
   y(2)=y0-y2;
   z(2)=z0-z2;
   sum=0;
   for i=1:2
      for j=1:2
         for k=1:2
            r=sqrt(x(i)^2+y(j)^2+z(k)^2);
            ijk=(-1)^i*(-1)^j*(-1)^k;
            arg1=atan2((x(i)*y(j)),(z(k)*r));
            if arg1<0
               arg1=arg1+2*pi;
            end
            arg2=r+y(j);
            arg3=r+x(i);
            if arg2<=0;
```

```
            pause;
            disp('GBOX: BAD FIELD POINT')
         else
            arg2=log(arg2);
         end
         if arg3<=0;
            pause;
            disp('GBOX: BAD FIELD POINT')
         else
            arg3=log(arg3);
         end
         sum=sum+ijk*(z(k)*arg1-x(i)*arg2-y(j)*arg3);
      end
   end
end
g=rho*gamma*sum*si2mg*km2m;
else
   g=0;
end
```

الف-۲ محاسبه شدت میدان کل مغناطیسی ناشی از یک منشور مستطیلی

```
function t=mbox(x0,y0,z0,x1,y1,z1,x2,y2,mi,md,fi,fd,m,theta)

% Function mbox computes the total-field anomaly of an infinitely extended rectangular
prism. Two calls to mbox can provide the anomaly of a prism with finite thickness.
% Inputs:
% Observation point is (x0,y0,z0). Prism extends from x1 to x2, y1 to y2, and z1 to infinity.
% Magnetization defined by inclination mi, declination md an intensity m.
% Ambient field defined by inclination fi and declination fd.
% x axis has declination theta.
% Distance units are irrelevant but must be consistent.
% Angles are in degrees, with inclinations positive below horizontal and declinations
positive east of true % north; Magnetization in A/m.
% Output:
% Total-field anomaly t, in nT.

if m~=0
   cm=1e-7;
   t2nt=1e9;
   [mx,my,mz]=dircos(mi,md,theta);
   [fx,fy,fz]=dircos(fi,fd,theta);
   a12=mx*fy+my*fx;
   a13=mx*fz+mz*fx;
   a23=my*fz+mz*fy;
```

```
    a11=mx*fx;
    a22=my*fy;
    a33=mz*fz;
    x(1)=x1-x0;
    x(2)=x2-x0;
    y(1)=y1-y0;
    y(2)=y2-y0;
    h=z1-z0;
    t=0;
    hsq=h^2;
    for i=1:2
        xsq=x(i)^2;
        for j=1:2
            if i~=j
                sign=-1;
            else
                sign=1;
            end
                r=sqrt(xsq+y(j)^2+hsq);
                xy=x(i)*y(j);
                arg1=(r-x(i))/(r+x(i));
                arg2=(r-y(j))/(r+y(j));
                arg3=xsq+r*h+hsq;
                arg4=r^2+r*h-xsq;
                tlog=a23/2*log(arg1)+a13/2*log(arg2)-a12*log(r+h);
                tatan=-a11*atan(xy/arg3)-a22*atan(xy/arg4)+a33*atan(xy/(r*h));
                t=t+sign*(tlog+tatan);
        end
    end
    t=t*m*cm*t2nt;
else
    t=0;
end

function [x,y,z]=dircos(incl,decl,azim)

% Function dircos computes direction cosines from inclination and declination.
% Inputs:
% Inclination, declination and azimuth of x axis in degrees.
% Outputs:
% Three direction cosines x,y,z.

rad=0.017453293;
rincl=incl*rad;
rdecl=decl*rad;
razim=azim*rad;
```

```
x=cos(rincl)*cos(rdecl-razim);
y=cos(rincl)*sin(rdecl-razim);
z=sin(rincl);
```

الف-۳ محاسبه اندازه گرادیان افقی

```
function thdr=THDR(grid,xmin,xmax,ymin,ymax)

% Function THDR computes the magnitude of the horizontal gradient of a two-dimensional
function specified on a rectangular grid.
% Inputs:
% Grid is a matrix with nr rows and nc columns.
% xint, yint are the distance between gridded data in direction of x and y in units of km,
respectively.
% Output:
% Magnitude of the horizontal gradient thdr, in mGal/km.

if yint==0
   [zx]=gradient(grid,xint);
   thdr=abs(zx);
elseif xint==0
   [zy]=gradient(grid,yint);
   thdr=abs(zy);
else
   [zx,zy]=gradient(grid,xint,yint);
   thdr=sqrt(zx.^2+zy.^2);
end
```

الف-۴ محاسبه مکان افقی مقادیر ماکزیمم گرادیان افقی به روش بلکلی و سیمپسون

```
function [lmax1,lmax2,lmax3,lmax4]=blackly(g,xint,yint)

% Function blackly computes the location of maximum values of a two-dimensional
function. Function is specified on a rectangular grid.
% Inputs:
% g is a matrix with nr rows and nc columns.
% xint,yint are the distance(km) between gridded data in direction of x and y, respectively.
% Output:
% lmax1,lmax2,lmax3,lmax4 contains location of maximum values and their order.

[nr,nc]=size(g);
xmax(1:4)=0;
ymax(1:4)=0;
gmax(1:4)=0;
```

```
n=0;
r1=1;
r2=1;
r3=1;
r4=1;
for i=2:(nr-1)
   for j=2:(nc-1)
      if g(i,j)>g(i-1,j) && g(i,j)>g(i+1,j)
         n=n+1;
         d=yint;
         a=0.5*(g(i-1,j)-2*g(i,j)+g(i+1,j));
         b=0.5*(g(i+1,j)-g(i-1,j));
         ymax(1)=-b*d/(2*a);
         xmax(1)=0;
         gmax(1)=a*ymax(1)^2+b*ymax(1)+g(i,j);
      end
      if g(i,j)>g(i,j-1) && g(i,j)>g(i,j+1)
         n=n+1;
         d=xint;
         a=0.5*(g(i,j-1)-2*g(i,j)+g(i,j+1));
         b=0.5*(g(i,j+1)-g(i,j-1));
         xmax(2)=-b*d/(2*a);
         ymax(2)=0;
         gmax(2)=a*xmax(2)^2+b*xmax(2)+g(i,j);
      end
      if g(i,j)>g(i+1,j-1) && g(i,j)>g(i-1,j+1)
         n=n+1;
         d=sqrt(xint^2+yint^2);
         a=0.5*(g(i+1,j-1)-2*g(i,j)+g(i-1,j+1));
         b=0.5*(g(i-1,j+1)-g(i+1,j-1));
         dmax=-b*d/(2*a);
         xmax(3)=dmax*(sqrt(2)/2);
         ymax(3)=dmax*-(sqrt(2)/2);
         gmax(3)=a*dmax^2+b*dmax+g(i,j);
      end
      if g(i,j)>g(i-1,j-1) && g(i,j)>g(i+1,j+1)
         n=n+1;
         d=sqrt(xint^2+yint^2);
         a=0.5*(g(i-1,j-1)-2*g(i,j)+g(i+1,j+1));
         b=0.5*(g(i+1,j+1)-g(i-1,j-1));
         dmax=-b*d/(2*a);
         xmax(4)=dmax*(sqrt(2)/2);
         ymax(4)=dmax*(sqrt(2)/2);
         gmax(4)=a*dmax^2+b*dmax+g(i,j);
      end
      m=find(gmax==max(gmax));
```

```
        xm=xmax(m(1));
        ym=ymax(m(1));
        xm=(j-1)*xint+xm;
        ym=(i-1)*yint+ym;
        if n==1
            lmax1(r1,1)=xm;
            lmax1(r1,2)=ym;
            lmax1(r1,3)=n;
            n=0;
            r1=r1+1;
            xmax=zeros(1,4);
            ymax=zeros(1,4);
            gmax=zeros(1,4);
        elseif n==2
            lmax2(r2,1)=xm;
            lmax2(r2,2)=ym;
            lmax2(r2,3)=n;
            n=0;
            r2=r2+1;
            xmax=zeros(1,4);
            ymax=zeros(1,4);
            gmax=zeros(1,4);
        elseif n==3
            lmax3(r3,1)=xm;
            lmax3(r3,2)=ym;
            lmax3(r3,3)=n;
            n=0;
            r3=r3+1;
            xmax=zeros(1,4);
            ymax=zeros(1,4);
            gmax=zeros(1,4);
        elseif n==4
            lmax4(r4,1)=xm;
            lmax4(r4,2)=ym;
            lmax4(r4,3)=n;
            n=0;
            r4=r4+1;
            xmax=zeros(1,4);
            ymax=zeros(1,4);
            gmax=zeros(1,4);
        end
    end
end
```

الف-۵ محاسبه سیگنال تحلیلی دو بعدی

```
function ASA=ASA2D(p,xint)

% Function ASA2D computes the amplitude of the analytic signal of a function measured
along x axis.
% Inputs:
% p is a matrix with one rows and nc columns.
% xint is the distance between measured data in direction of x in units of km.
% Output:
% Magnitude of the analytic signal, ASA.

nc=length(p);
[zx]=gradient(p,xint);
Fzx=fft(zx);
Fzx=fftshift(Fzx);
F=zeros(1,nc);
F(1:floor(nc/2))=0*Fzx(1:floor(nc/2));
F(ceil(nc/2))=Fzx(ceil(nc/2));
F(ceil(nc/2)+1:nc)=2*Fzx(ceil(nc/2)+1:nc);
Fzx=fftshift(F);
fzx=ifft(Fzx);
ASA=abs(fzx);
```

الف-۶ محاسبه مشتق مرتبه **n** ام سیگنال تحلیلی دو بعدی

```
function ASAn=ASA2Dn(p,xint,n)

% Function ASA2Dn computes the amplitude of the nth order derivative of the analytic
signal of a function measured along x axis.
% Inputs:
% p is a matrix with one rows and nx columns.
% xint is the distance between measured data in direction of x in units of km.
% n is the order of derivatives.
% Output:
% Amplitude of the nth order derivative of the analytic signal, ASA.

nc=length(p);
[dx1,dz1]=hildxzn(p,xint,1);
if n>0
   dx1nx=zeros(n,nc);
   for i=1:n
      dx1nx(i,:)=gradient(dx1,xint);
      dx1=dx1nx(i,:);
   end
```

```
   dz1nx=zeros(n,nc);
   for i=1:n
      dz1nx(i,:)=gradient(dz1,xint);
      dz1=dz1nx(i,:);
   end
   ASAn=sqrt(dx1nx(n,:).*dx1nx(n,:)+dz1nx(n,:).*dz1nx(n,:));
else
   ASAn=sqrt(dx1.*dx1+dz1.*dz1);
end

 function [dxn,dzn]=hildxzn(p,xint,n)

% Function hildxzn computes the nth order horizontal & vertical derivative of a function
measured along x axis.
% Inputs:
% p is a matrix with one rows and nc columns.
% xint is the distance between measured data in direction of x in units of km.
% n is the order of derivatives.
% Outputs:
% nth order horizontal & vertical derivative of a function measured along x axis, dxn &
dzn.

nc=length(p);
dxn=zeros(n,nc);
dzn=zeros(n,nc);
for i=1:n
   dxn(i,:)=gradient(p,xint);
   as=hilbert(dxn(i,:));
   dzn(i,:)=imag(as);
   p=dxn(i,:);
end
```

الف-۷ محاسبه سیگنال تحلیلی سه بعدی

```
function [ASA,dx,dy,dz]=ASA3D(p,xint,yint)

% Function ASA3D computes the amplitude of the analytic signal of a function measured
along x,y axes.
% Inputs:
% p is a matrix with nr rows and nc columns.
% xint is the distance between measured data in direction of x in units of km.
% yint is the distance between measured data in direction of y in units of km.
% Outputs:
```

```
% Horizontal and vertical derivatives, dx, dy, dz.
% Magnitude of the analytic signal, ASA.

[dx,dy]=gradient(p,xint,yint);
dz=verticaln(p,xint,yint,1);
ASA=sqrt(dx.*dx+dy.*dy+dz.*dz);

function dz=verticaln(p,xint,yint,n)

% Function verticaln Computes the nth order vertical derivative.

[nr,nc]=size(p);
nmax=max([nr,nc]);
npts=2^nextpow2(nmax);
cdiff=floor((npts-nc)/2); rdiff=floor((npts-nr)/2);
p1=taper2spline(p);
f=fft2(p1); fz=f;
wnx=2.0*pi/(xint*(npts-1));
wny=2.0*pi/(yint*(npts-1));
f=fftshift(f);
cx=npts/2+1; cy=cx;
for I=1:npts
 freqx=(I-cx)*wnx;
 for J=1:npts
  freqy=(J-cy)*wny;
  freq=sqrt(freqx*freqx+freqy*freqy);
  fz(I,J)=f(I,J)*(freq^n);
 end;
end;
fz=fftshift(fz); fzinv=ifft2(fz);
dz=real(fzinv(1+rdiff:nr+rdiff,1+cdiff:nc+cdiff));

function pt=taper2spline(p)

% Function taper2spline merges edges to the value opposite using a cubic spline.

[nr,nc]=size(p);
nmax=max([nr,nc]);
npts=2^nextpow2(nmax);
cdiff=floor((npts-nc)/2); rdiff=floor((npts-nr)/2);
pt=zeros(npts); pt(rdiff+1:rdiff+nr,cdiff+1:cdiff+nc)=p;
gp=p(:,1:3);     [gpx1,junk]=gradient(gp);  % sides
gp=p(:,nc-2:nc); [gpx2,junk]=gradient(gp);
x1=0; x2=(2*cdiff)+1;
x=[1 1 0 0;x1 x2 1 1; x1^2 x2^2 2*x1 2*x2; x1^3 x2^3 3*x1^2 3*x2^2];
for I=1:nr;
```

```
 y=[p(I,nc) p(I,1) gpx2(I,3) gpx1(I,1)];
 c=y/x;
 for J=1:cdiff;
  pt(I+rdiff,J)=c(1)+(J+cdiff)*c(2)+c(3)*(J+cdiff)^2+c(4)*(J+cdiff)^3;
  pt(I+rdiff,J+nc+cdiff)=c(1)+J*c(2)+c(3)*J^2+c(4)*J^3;
 end;
end;

gp=p(1:3,:);     [junk,gpx1]=gradient(gp);  % top and bottom
gp=p(nr-2:nr,:); [junk,gpx2]=gradient(gp);
x1=0; x2=(2*rdiff)+1;
x=[1 1 0 0;x1 x2 1 1; x1^2 x2^2 2*x1 2*x2; x1^3 x2^3 3*x1^2 3*x2^2];
for J=1:nc;
 y=[p(nr,J) p(1,J) gpx2(3,J) gpx1(1,J)];
 c=y/x;
 for I=1:rdiff;
  pt(I,J+cdiff)=c(1)+(I+rdiff)*c(2)+c(3)*(I+rdiff)^2+c(4)*(I+rdiff)^3;
  pt(I+rdiff+nr,J+cdiff)=c(1)+I*c(2)+c(3)*I^2+c(4)*I^3;
 end;
end;

for I=rdiff+nr+1:npts; % Corners
 for J=cdiff+nc+1:npts;
  if (I-nr-rdiff)>(J-nc-cdiff); pt(I,J)=pt(I,nc+cdiff); else pt(I,J)=pt(nr+rdiff,J); end;
 end;
end;

for I=1:rdiff;
 for J=1:cdiff;
  if I>J; pt(I,J)=pt(rdiff+1,J); else pt(I,J)=pt(I,cdiff+1); end;
 end;
end;

for I=1:rdiff; % bottom right
 for J=cdiff+nc+1:npts;
  if I>(npts-J); pt(I,J)=pt(rdiff+1,J); else pt(I,J)=pt(I,cdiff+nc); end;
 end;
end;

for I=rdiff+nr+1:npts; % top left
 for J=1:cdiff;
  if (npts-I)>J; pt(I,J)=pt(rdiff+nr,J); else pt(I,J)=pt(I,cdiff+1); end;
 end;
end;
```

الف-۸ محاسبه مشتق مرتبه n ام سیگنال تحلیلی سه بعدی

```
function ASAn=ASA3Dn(p,xint,yint,n)

% Function ASA3Dn computes the amplitude of nth order derivative of analytic signal of a
function measured along x,y axes.
% Inputs:
% p is a matrix with nr rows and nc columns.
% xint is the distance between measured data in direction of x in units of km.
% yint is the distance between measured data in direction of y in units of km.
% n is the order of derivatives.
% Outputs:
% Magnitude of nth order derivative of analytic signal, ASAn.

dzn=verticaln(p,xint,yint,n);
[dx,dy]=gradient(dzn,xint,yint);
dz=verticaln(dzn,xint,yint,1);
ASAn=sqrt(dx.*dx+dy.*dy+dz.*dz);
```

الف-۹ محاسبه فیلترهای فاز محلی (زاویه تمایل، مشتق افقی کل زاویه تمایل، نقشه تتا، هایپربولیک زاویه تمایل، گرادیان افقی کل نرمالیزه شده)

```
function [ta,thdrta,theta,hta,tdx]=Localphase(p,xint,yint)

% Function Localphase computes phase-based filters.
% Inputs:
% p is a matrix with nr rows and nc columns.
% xint & yint are the distance between gridded data in direction of x and y in units of km,
respectively.
% Outputs:
% tilt angle (ta), tilt derivative (thdrta), theta map (theta), hyperbolic tilt angle (hta),
normalized total horizontal derivative (tdx). .

if yint==0
   dz1=vertical2Dn(p,xint,1);
   dx1=gradient(p,xint);
   thdr=abs(dx1);
   asa=sqrt(dx1.^2+dz1.^2);
   ta=atan(dz1./thdr);
   [dxta]=gradient(ta,xint);
```

```
    thdrta=abs(dxta);
    theta=thdr./asa;
    htam=real(atanh(dz1./thdr));
    nc=length(htam);
    hta=zeros(1,nc);
    for j=1:nc
        if htam(1,j)<0
            hta(1,j)=0;
        else
            hta(1,j)=htam(1,j);
        end
    end
    tdx=atan(thdr./abs(dz1));
else
    dz1=verticaln(p,xint,yint,1);
    [dx1,dy1]=gradient(p,xint,yint);
    thdr=sqrt(dx1.^2+dy1.^2);
    asa=sqrt(dx1.^2+dy1.^2+dz1.^2);
    ta=atan(dz1./thdr);
    [dxta,dyta]=gradient(ta,xint,yint);
    thdrta=sqrt(dxta.^2+dyta.^2);
    theta=thdr./asa;
    htam=real(atanh(dz1./thdr));
    [nr,nc]=size(htam);
    hta=zeros(nr,nc);
    for i=1:nr
        for j=1:nc
            if htam(i,j)<0
                hta(i,j)=0;
            else
                hta(i,j)=htam(i,j);
            end
        end
    end
    tdx=atan(thdr./abs(dz1));
end
```

الف-۱۰ محاسبه انحراف معیار نرمال شده

```
function nstd=NSTD(p,xint,yint,wsize)

% Function NSTD computes normalised standard deviation.
```

```
% Inputs;
% p is a matrix with nr rows and nc columns.
% wsize is window size for std calculation. Must be odd & >=3.
% Output:
% matrix of normalised variance values, nstd.

if yint==0
   [nc]=length(p);
   dz1=vertical2Dn(p,xint,1);
   dx1=gradient(p,xint);
   w2=floor(wsize/2);
   dxv=zeros(1,nc);
   dzv=zeros(1,nc);
   for J=w2+1:nc-w2;
      wx=dx1(J-w2:J+w2);
      dxv(J)=std(wx(:));
      wz=dz1(J-w2:J+w2);
      dzv(J)=std(wz(:));
   end
   nstd=dzv./(dxv+dzv);
   nstd=nstd(w2+1:nc-w2);
else
   [nr,nc]=size(p);
   dz1=verticaln(p,xint,yint,1);
   [dx1,dy1]=gradient(p,xint,yint);
   w2=floor(wsize/2);
   dxv=zeros(nr,nc);
   dyv=zeros(nr,nc);
   dzv=zeros(nr,nc);
   for I=w2+1:nr-w2;
      for J=w2+1:nc-w2;
         wx=dx1(I-w2:I+w2,J-w2:J+w2);
         dxv(I,J)=std(wx(:));
         wy=dy1(I-w2:I+w2,J-w2:J+w2);
         dyv(I,J)=std(wy(:));
         wz=dz1(I-w2:I+w2,J-w2:J+w2);
         dzv(I,J)=std(wz(:));
      end
   end
   nstd=dzv./(dxv+dyv+dzv);
   nstd=nstd(w2+1:nr-w2,w2+1:nc-w2);
end
```

الف-۱۱ محاسبه مشتق عمودی نرمال شده‌ی مشتق افقی کل

```
function nvdrthdr=NVDRTHDR(p,xint,yint,n)

% Function NVDRTHDR computes normalized vertical derivative of the total horizontal
derivative for potential field data.
% Inputs;
% p is a matrix with nr rows and nc columns.
% xint & yint are the distance between gridded data in direction of x and y in units of km,
respectively.
% n is the order of vertical derivative of the total horizontal derivative.
% Output:
% Normalized vertical derivative of the total horizontal derivative, nvdrthdr.

[nr,nc]=size(p);
[dx,dy]=gradient(p,xint,yint);
thdr=sqrt(dx.^2+dy.^2);
VDRn=verticaln(thdr,xint,yint,n);
pthdr=zeros(nr,nc);
vdrthdr=zeros(nr,nc);
for i=1:nr
   for j=1:nc
      if VDRn(i,j)<0
         pthdr(i,j)=0;
      else
         pthdr(i,j)=VDRn(i,j);
      end
      if pthdr(i,j)<=0
         vdrthdr(i,j)=0;
      else
         vdrthdr(i,j)=pthdr(i,j)./thdr(i,j);
      end
   end
end
vdrthdrmax=max(vdrthdr(:));
nvdrthdr=vdrthdr./vdrthdrmax;
```

الف-۱۲ افزودن نویز به داده‌ها

```
function pnoise=Noise(p,sn)

% Function pnoise adds noise to original data.
```

```
% Inputs:
% p is a matrix with nr rows and nc columns.
% sn is the ratio of signal to noise.
% Output:
% Original dada plus calculated noise, pnoise.

[nr,nc]=size(p);
n=nr*nc;
p2=p.^2;
sp2=sum(sum(p2));
std=sqrt(sp2/(n*sn^2));
noise=std*randn(nr,nc);
pnoise=noise+p;
```

Abstract

Using geophysical methods and measurement of physical properties of subsurface rocks is a suitable solution for exploration of underground reserves (oil, gas, water, minerals …). Gravity and magnetic surveys (potential field methods) are routine geophysical methods for initial stages of exploration, because of simplicity and low cost. There are several methods for automatic interpretation of potential field data.

This study uses local phase filters for detection of anomaly boundaries and results will compare with other filters such as analytic signal, total horizontal derivative, and normalized standard deviation. All those necessary functions and codes were written using MATLAB software then, these filters apply to synthetic models. The results show that the normalized standard deviation filter has been successful in edge detection for gravity and magnetic data associated with synthetic models. Finally these filters were applied to gravity and magnetic data of the Saveh sedimentary basin as a case study. Here, similar to the synthetic data, normalized standard deviation filter shows better results than other filters and highlights structures such as faults, fold patterns and salt dome more clearly.

Key words: gravity survey, magnetic survey, local phase filters, total horizontal derivative, analytic signal, normalized standard deviation, horizontal gradient, vertical gradient.

Shahrood University of Technology

Faculty of Mining, Petroleum and Geophysics

Precise boundary detection of potential field anomalies using local phase filters

A thesis submitted in partial fulfillment of the requirements for the degree of Master of Science in Petroleum Exploration Engineering

By:

Arash Hadadian

Supervisors:

Dr. Framaz Doulati Ardejani

Dr. Ali Moradzadeh

Advisor:

Dr. Ali Nejati Kalateh

July 2011