

GRAVITÁCIÓS SZŰRŐK GEOFIZIKAI HATÁSMECHANIZMUSÁNAK SZEMLELTETÉSE

STEINER FERENC*

A szűrt gravitációs térképek használhatósága a geofizikai szerkezetkutatásban jól ismert. E térképek értelmezését és a helyes szűrőválasztást azonban jelentősen megnehezíti az a körülmény, hogy a szerkezet és a szűrt értékek kapcsolatát világosan bemutató módszert a szakirodalom nem közöl. Bár egy korábbi tanulmányban definiált és példákon bemutatott w -függvények, valamint Fourier-transzformáltjaik pontos választ adnak a felmerülő kérdésekre (STEINER, 1973a), az egyszerű szemléltetésre törekedni mégsem felesleges. Az eredményeket felhasználó geofizikusok, geológusok és a gravitációval foglalkozó szakemberek a leglényegesebb szűrősajtások egyidejű megjelenítésével a konkrét esetek kívánalmainak optimális egyeztetését könnyebben találhatják meg.

A javasolt eljárás a következő.

A kutatási mélységintervallumot vízszintes síkokkal egyelőre egységnyi sűrűségűeknek tekintett lemezekre bontjuk. A lemezek vastagsága valamennyi példánkban 100 m.

Megadunk egy (célszerűnek kerek) értéket, amely az alkalmazott műszer- és korrekciósámítási pontosság szemszögéből nem túl kicsiny. Elég kicsi viszont ahhoz, hogy a leginkább érdekesnek ítélt z mélységszintben fekvő lemezek a vizsgált szűrési eljárással legnagyobb hatást adó része a választott érték többszöröse (pl. kb. 10-szerese) legyen.

Ezek után mindegyik lemezre elvégezzük a következőket:

Az x , y , z koordinátarendszerben, ahol az origó az a pont, amelyre a szűrt értéket képezzük, a lemezt $x = \text{konstans}$ síkokkal metsszük; először $x = 0$ -nál. Ezután olyan x_1 értéket keresünk, hogy a lemezek az $x = 0$ és $x = x_1$ vertikális síkok közötti része a szűrt hatás abszolút értékében a kiválasztott kerek (pl. 0,05 mgal) értéket adja. Ugyanígy történik egy tetszőleges x_{i+1} meghatározása is: itt nyilván az $x = x_i$ és $x = x_{i+1}$ függőleges síkok közötti vízszintes hasábnak kell abszolút értékben az alapértéket adnia.

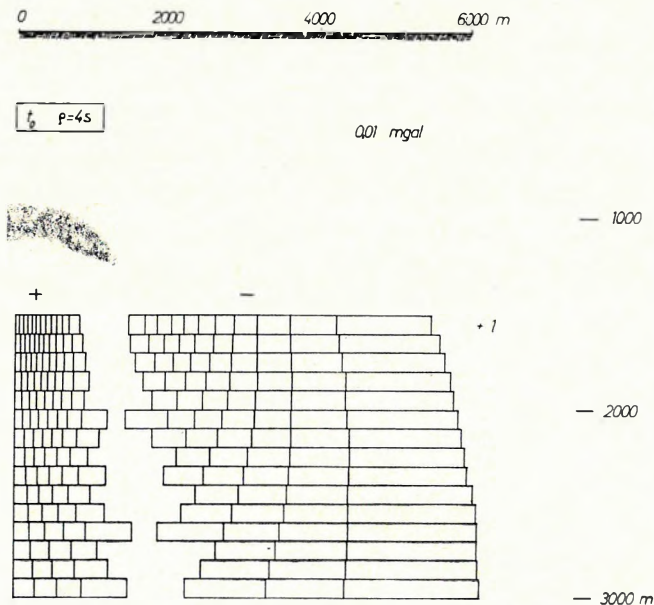
A szűrőtől és a hasáb helyzetétől függ, hogy a hasáb szűrt hatása pozitív vagy negatív. Nagyon gyakori, hogy ugyanazon a lemezen belül pozitív és negatív hatású hasábot egyaránt találunk. Általában eljutunk egy olyan x' értékig, hogy az x_i és az x' közötti hasáb szűrt hatása még nem éri el az alapegységet, de $x > x'$ -nél már a negatív tartományba esik. Ekkor x_{i+1} -et úgy választjuk, hogy az x_i és az x_{i+1} közötti hasáb hatása zérus legyen. Ennek szélessége a választott alapértéktől függ és a különböző mélységszinteknél szeszélyesen változó vízszintes méreteket ad. Az 1—7. ábrákon ez a szabálytalannak látszó zóna ne vonja el figyelmünket az ábrák lényeges mondanivalójától.

* Miskolci Nehézipari Egyetem.
A kézirat beérkezése: 1974. szept. 30.

A gravitációs szűrők zérus fázistolásúak, a g -hatás szimmetrikus. Ezért az eljárást mind pozitív, mind negatív x -ekre elvégezve, abszolút értékekben ugyanarra az x_i értéksorra jutnánk. Tehát pozitív x -ekre elegendő az azonos abszolút értékű hatást adó hasábokat ábrázolni.

A meghatározások során x_i nagyon nagy érték, vagy végtelen is lehet. Ezért az ábrákon a hasábsor után írt számmal jeleztük, hogy a végtelenig haladva még hány hasábot kapnánk. Ha ez a szám azonos a felette levő szintre érvényes számmal, nem írjuk ki. Az ábrák mindegyikén 2,5-szeres mélységtorzítást alkalmaztunk. Az s mintavételi távolság mindenütt 500 m.

A példák közül tekintsük először az 1., 2. és 3. ábrákat, amelyek az ún. t_0 térképtranszformáció (STEINER, 1973b) különböző méretű szűrőinek hatásmechanizmusát szemléltetik. Az alapérték 0,01; 0,02 és 0,05 mgal, ami már önmagában mutatja, hogy a szűrőméret növelésével az anomáliák nagyságát a szűrt térképen milyen jelentősen növelhetjük. Oldalirányban meglehetősen távoli tömegek is hatással lehetnek a szűrt értékre. A hatás mértékét tetszés szerint felvett hatóalakkal és sűrűségkontasztal azonnal megállapíthatjuk, ha a téglalapdiagramokat kiolvasóként használjuk.



1. ábra. A $t_0 q = 4s$ szűrő hatásmechanizmusának, azaz a mérési ponthoz viszonyítva különbözőképpen elhelyezkedő térrészek $t_0 q = 4s$ szűrő szerinti súlyozásának szemléltetése

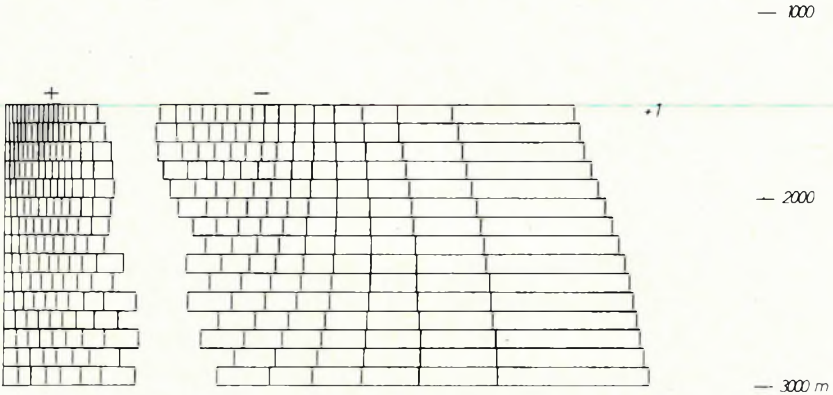
Fig. 1 Representation of the performance of filter $t_0 q = 4s$, by means of the weights attributed by the filter to prisms situated in different positions with respect to the reference point

Рис. 1. Иллюстрация мощности фильтра $t_0 q = 4s$, т. е. взвешивания участков поля располагающихся различно по отношению к пункту наблюдений, по фильтру $t_0 q = 4s$

0 1000 2000 3000 4000 5000 6000 7000 8000 m

$t_0 \rho = 8s$

0,02 mgal



2. ábra. A $t_0 \rho = 8s$ szűrő hatásmechanizmusának szemléltetése

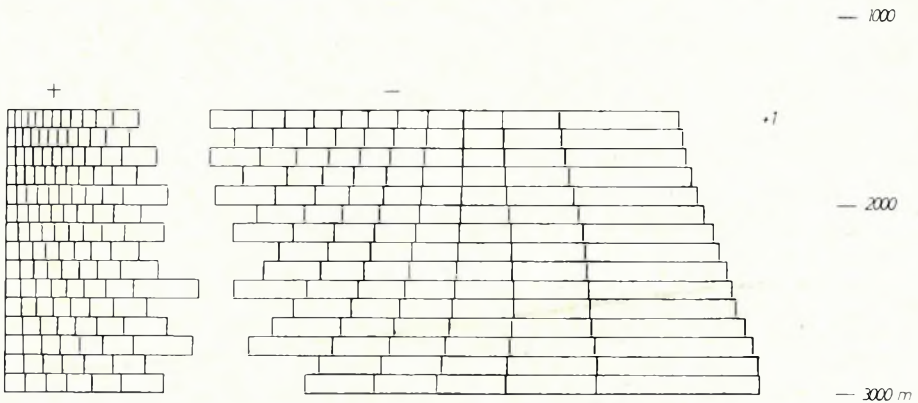
Fig. 2 Performance of the filter $t_0 \rho = 8s$

Рис. 2. Иллюстрация мощности фильтра $t_0 \rho = 8s$

0 1000 2000 3000 4000 5000 6000 7000 8000 9000 m

$t_0 \rho = 14s$

0,05 mgal



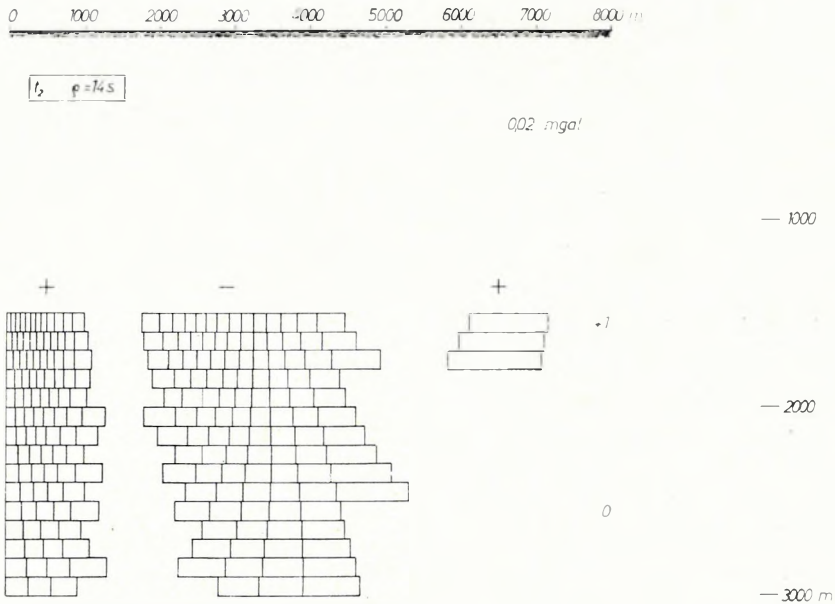
3. ábra. A $t_0 \rho = 14s$ szűrő hatásmechanizmusának szemléltetése

Fig. 3 Performance of the filter $t_0 \rho = 14s$

Рис. 3. Иллюстрация мощности фильтра $t_0 \rho = 14s$

A laterális hatásokra való érzékenység azonos térképtranszformációnál a szűrőmérettel növekszik, a felbontóképesség pedig, ahogy ezt pl. a 0-zóna középvonáának helyzete mutatja, csökken.

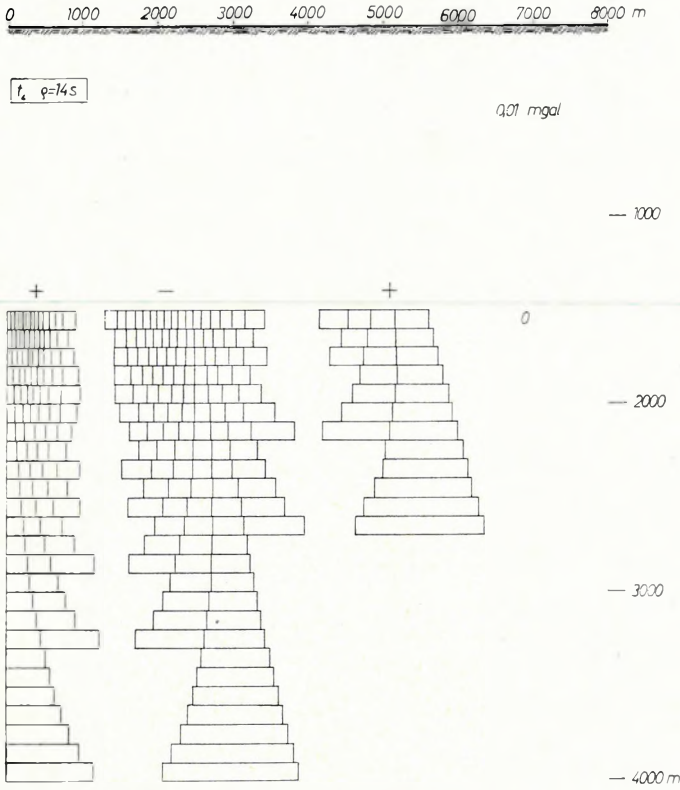
A 3., 4. és 5. ábrákon a t_0 , t_2 és t_4 térképtranszformációk (STEINER, 1973b) azonos méretű szűrőinek hatásmechanizmusát látjuk. A különbözőségek ellenére az 1., 2. és 3. ábrákon a hasonló vonások félreismerhetetlenek. A 3., 4. és 5. ábrák összehasonlításakor a különböző jelleg különböző térképtranszformációra utal. Különösen kiemelendő a t_2 és még inkább a t_4 nagy felbontóképessége, valamint az oldalhatásokat tekintve az a tény, hogy a felrajzolt hasáboktól kiindulva $x = \infty$ -ig t_4 -nél minden mélységszinten a szűrt érték zérus, ami oldalhatás-érzékletlenségre utal. A második pozitív zónát is úgy értelmezhetjük, hogy (mivel távolról csak nagyobb méretű szerkezet okozta zavartól kell tartanunk) ez a pozitív zóna általában a negatív zóna távolabbi részeinek hatását már közömbösíti.



4. ábra. A $t_2 \varrho = 14s$ szűrő hatásmechanizmusának szemléltetése

Fig. 4 Performance of the filter $t_2 \varrho = 14s$

Рис. 4. Иллюстрация мощности фильтра $t_2 \varrho = 14s$



5. ábra. A $t_4 q = 14s$ szűrő hatásmechanizmusának szemléltetése

Fig. 5 Performance of the filter $t_4 q = 14s$

Рис. 5. Иллюстрация мощности фильтра $t_4 q = 14s$

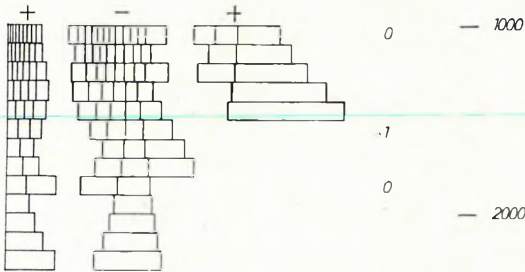
Az 5. ábrán a mélység felé addig mentünk, amíg egyáltalán hasáb volt rajzolható.

Az ábra azt is mutatja, hogy milyen mélységből számíthatunk még hatásra. Nyilvánvaló, hogy a szűrőmérettel a mélységi érzékenység is jelentősen változik. Az 5. és 6. ábra összehasonlítása ezt világosan mutatja. A jelenlegi műszer- és korrekciósámítási pontosságnál (mivel a stripping-módszer még nem vált rutinmódszerré), $t_4 q = 8s$ méretű szűrővel pl. biztosan nem kapunk értelmezhető eredményt, ha a ható mélység nagyobb 2000 méternél.

0 1000 2000 3000 4000 5000 m

$t_4 \quad p = 8s$

0,01 mgal



6. ábra. A $t_4 q = 8s$ szűrő hatásmechanizmusának szemléltetése

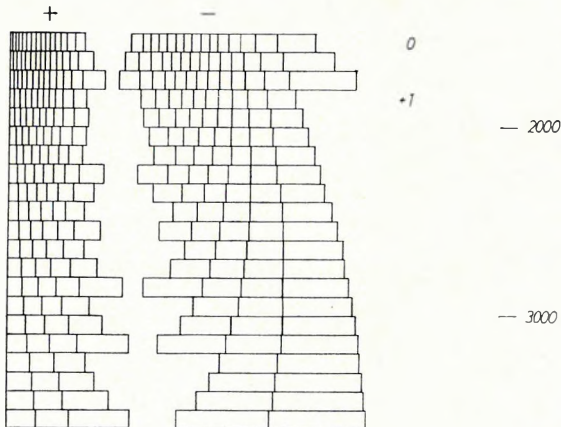
Fig. 6 Performance of the filter $t_4 q = 8s$

Рис. 6. Иллюстрация мощности фильтра $t_4 q = 8s$

0 1000 2000 3000 4000 5000 m

$\gamma_1 = 3,3 \quad \gamma_2 = 4,95 \quad h_0 = 4s$

0,01 mgal



7. ábra. A $\gamma_1 = 3,3 \quad \gamma_2 = 4,95 \quad h_0 = 4s$ szűrő hatásmechanizmusának szemléltetése

Fig. 7 Performance of the filter $\gamma_1 = 3.3 \quad \gamma_2 = 4.95 \quad h_0 = 4s$

Рис. 7. Иллюстрация мощности фильтра $\gamma_1 = 3,3 \quad \gamma_2 = 4,95 \quad h_0 = 4s$

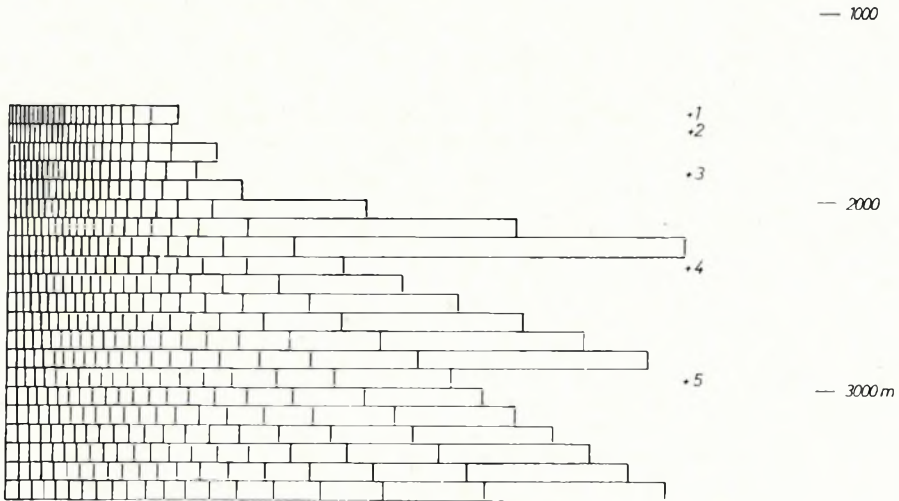
A 7. ábra olyan szűrő hatásmechanizmusát szemlélteti, amelyet a szerző kicsiny laterális érzékenység megvalósítására készített (STEINER, 1974). Hasonló célt kitűzve és kikötve azt, hogy negatív zóna ne lépjen fel, olyan mátrixot kapunk, amely valóban lényegesen nagyobb súllyal veszi tekintetbe a vonatkozási pont alatti térrészek sűrűségkülönbségeit (8. ábra), mint az eredeti g -térkép. Ennek téglalap diagramját (JUNG, 1961) összehasonlításul a 9. ábrán mutatjuk be.

A dolgozatban ismertetett eljárás (térrészek súlyainak szemléltetése) a w -függvény egyik ábrázolási módjaként is felfogható.

0 1000 2000 3000 4000 5000 m

$\gamma = 3,3 \quad h_0 = 4s$

0) mgal



8. ábra. A $\gamma = 3,3 \quad h_0 = 4s$ szűrő hatásmechanizmusának szemléltetése

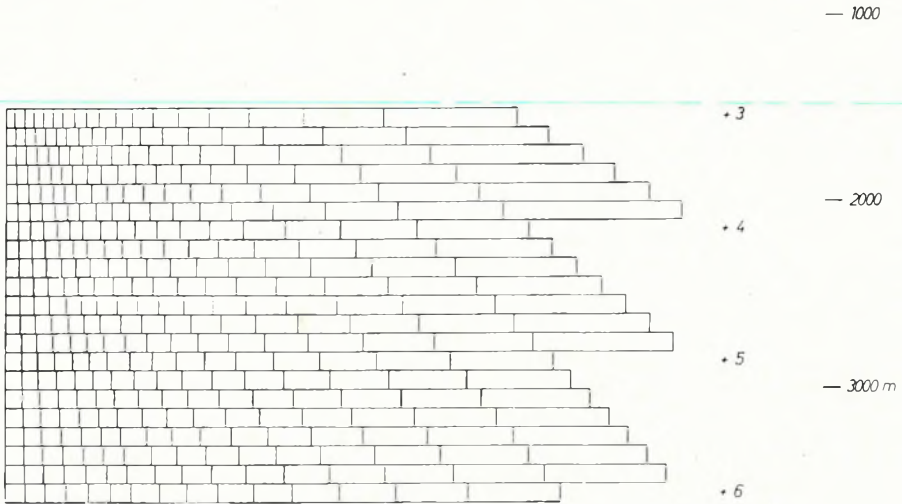
Fig. 8 Performance of the filter $\gamma = 3.3 \quad h_0 = 4s$

Рис. 8. Иллюстрация мощности фильтра $\gamma = 3,3 \quad h_0 = 4s$

0 1000 2000 3000 4000 5000 6000 7000 8000 9000 10,000 m

g

0.1 mgal



9. ábra. A mérési ponthoz viszonyítva különbözőképpen elhelyezkedő térrészek g szerinti súlyozásának szemléltetése

Fig. 9 Weights attributed by g to prisms situated in different positions with respect to the reference point

Рис. 9. Иллюстрация взвешивания участков поля, располагающихся различно по отношению к пункту наблюдений, по величине g

IRODALOM

- K. JUNG, 1961: Schwerkraftverfahren in der angewandten Geophysik. Akademische Verlagsgesellschaft, Leipzig.
- F. STEINER, 1973a: Characterization and derivation of map transformations on the basis of the anomalous body-map relationship. Acta Geodaet., Geophys. et Montanist. Acad. Sci. Hung. 8 (1-2).
- F. STEINER, 1973b: Derivation of fully-matrixed map-transformations. Acta Geodaet., Geophys. et Montanist. Acad. Sci. Hung. 8 (1-2).
- F. STEINER, 1974: Derivation of map-transformations with small lateral effect. Acta Geodaet., Geophys. et Montanist. Acad. Sci. Hung. 9 (4).

A SIMPLE METHOD FOR THE REPRESENTATION OF THE GEOPHYSICAL PERFORMANCE OF GRAVITATIONAL FILTERS

F. STEINER

While it is commonplace to speak about the usefulness of filtered gravity maps, very few if any objective methods have been published which would help to judge the relationship between the filtered map and the corresponding geological structure, and to choose the most appropriate filters for a given task. The so-called w -functions and their Fourier transforms introduced in an earlier publication (STEINER, 1973a) are an efficient means to settle all these questions, it is still necessary for the geophysicists or geologists working with gravity data to have a more simple method to study the geophysical effects of the applied filters.

The aim of this paper is to present a new method for the representation of the performance of gravitational filters.

The depth-interval studied is divided to horizontal slabs whose densities will be taken as unity, for the time being. In the following examples the thickness of the slabs is 100 m.

We prescribe some value, not too small as compared to the accuracy of the instruments and corrections but still small enough in comparison with the effect of the central part of a slab in the most interesting depth range.

Next we perform the following computation for each of the slabs. We introduce a system of coordinates x, y, z whose origin coincides with the point where the filter is applied and the given slab is intersected by the vertical planes $x = \text{const}$, beginning with $x = 0$. Then a value x_1 is sought for, such that the magnitude of the filtered effect of the prism between the planes $x = 0$ and $x = x_1$ should be equal to the prescribed value (say 0.05 mgal). We proceed similarly in case of the other x_i -s: the absolute value of the filtered effect of the prism between the planes $x = x_i$ and $x = x_{i+1}$ should equal the prescribed one.

Depending on the filter and on the position of the prism the filtered effect might be positive or negative, very often there occur prisms having alternately positive and negative effects within the same slab. Generally, there is an x' such that the filtered effect of the prism from x_i to x' does not reach the prescribed level, but for $x > x'$ the effect changes sign. In this case x_{i+1} is chosen such that the effect of the prism from x_i to x_{i+1} should be zero. The width of this prism obviously depends on the prescribed basic value and oscillates capriciously in case of different depth levels.

Since gravitational filters are of zero phase-shift, the g -effect is symmetrical, and the above construction, when carried out for positive and negative x -es, obviously results in x_i series having the same absolute values. In what follows only the prisms determined for positive x values will be considered.

Some of the computed x_i -s might turn out to be very large let alone infinite. So, in the graphs, the numbers after the series of prisms indicate how many additional prisms would have been obtained had we proceeded up to infinity. If this number equals that for the series of prisms one level higher, it won't be written down once more. In each graph a 2.5 fold depth distortion is used, the sampling interval s is 500 m in each case.

Let us first consider Figs. 1, 2 and 3 illustrating the performance of the filters of different sizes corresponding to the map transformation t_0 defined earlier (STEINER, 1973b). The basic values are 0.01; 0.02 and 0.05 mgal, respectively, which shows in itself how significantly the extent of the anomalies can be enlarged by increasing the size of the filter. Masses far apart in lateral direction might considerably influence the filtered value—the extent of this can immediately be determined from the assumed shape of the body and density contrast, using the rectangle-diagrams as masters. For the same map-transformation the sensitivity to lateral effects increases with the size of the filter while the resolving power deteriorates (see e.g. the position of the centre line of the zero-zone).

Figures 3, 4 and 5 illustrate the performance of filters of the same size, corresponding to the map-transformations t_0 , t_2 and t_4 , respectively, defined by STEINER (1973b). While, disregarding some small differences, Figs. 1, 2, 3 unmistakably have similar features, in case of Figs. 3, 4, 5 the different characteristics refer to quite different map-transformations. The greater resolving power of t_2 and even more that of t_4 is conspicuous, while the fact, that the filtered total effect of the slabs between the last prisms shown in the figures and $x = \infty$ is zero for all depth levels refers to an insensitivity to lateral effects in case of t_4 . Since from great distances only the effects of large enough structures could cause any disturbance, the second positive zone can be interpreted as one balancing the effect of the more distant parts of the negative zone.

In Fig. 5 the construction has been continued to the greatest depth where a prism was altogether constructible.

Thus, the graph also indicates the greatest depth where gravitational effect can be expected from. A comparison of Figs. 5 and 6 clearly shows that also the sensitivity to depth considerably changes with the size of the filter. Keeping in mind the present accuracy of instruments and of the computed corrections (and since the stripping-method hasn't become wide-spread up to now in routine work), the t_4 filter of size $\rho = 8s$ certainly won't give any interpretable result for bodies at depths greater than 2000 metres.

Figure 7 illustrates the performance of a filter which was specially designed as to have a negligible lateral sensitivity (STEINER, 1974). If it is also required that no negative zone should occur (STEINER, *op. cit.*), the resulting matrix takes into account the density contrasts below the reference point with much greater weights (Fig. 8) than the original g -map whose rectangle-diagram (after JUNG, 1961), is presented in Fig. 9 using the same depth-distortion as in the other figures.

Finally, it should be noted, that the method outlined in the paper can be considered as a new way of characterizing the w -function (defined in STEINER, 1973a) by means of the weights of spatial domains.

ШТЕЙНЕР Ф.

О ГЕОФИЗИЧЕСКОЙ МОЩНОСТИ ГРАВИТАЦИОННЫХ ФИЛЬТРОВ

В работе приводится простой способ для иллюстрации наиболее существенных для геофизики особенностей гравитационных фильтров. Предлагаемый способ может применяться при изучении геофизических структур на картах поля силы тяжести, построенных с фильтрацией.

