Ismert, hogy a véges hosszúságú szolenoid tekercs közepében a mágneses indukció nagysága

$$B = \mu_0 \frac{I_2(t) N_2}{\ell} \cos\alpha, \tag{1}$$

ahol $I_2(t)$ a tekercsben folyó áram (pillanatnyi) erőssége, N_2/ℓ a menetsűrűség, α pedig a szolenoid záróköre sugarának látószöge a középpontból nézve (lásd pl. a KöMaL 2016. évi 1. számának 52–53. oldalát). Esetünkben

$$\cos\alpha = \frac{\ell}{\sqrt{\ell^2 + 4r^2}} = 0{,}9992 \approx 1,$$

vagyis a szolenoid mágneses tere a tekercs belsejében jó közelítéssel a

$$B^{(\mathrm{szol.})} = \mu_0 \frac{I_2(t) N_2}{\ell} \tag{2}$$

képlet alapján számolható.

A szolenoid mágneses tere a tekercsen kívül igen gyenge, de nem nulla. A szórt tér úgy közelíthető, mintha a tekercs $\Phi = B^{(\mathrm{szol.})} r^2 \pi$ nagyságú mágneses fluxusa a tekercs egyik végén elhelyezkedő $+\Phi$ „mágneses töltésből” gömbszimmetrikusan indulna ki, és a tekercs másik végén lévő, $-\Phi$ erősségű mágneses töltésben végződne. A két „töltés” eredő mágneses tere a szolenoid tengelyéhez közel, a toroid belsejében mindenhol (jó közelítéssel) a szolenoid tengelyével párhuzamos.

Nem szabad megfeledkeznünk arról sem, hogy a szolenoid menetein átfolyó I erősségű áram (hasonlóan a hosszú, egyenes vezetőhöz) a tekercsen kívül, annak tengelyétől R távolságban örvényes mágneses mezőt hoz létre. A mágneses indukció érintő irányú, és a nagysága az Ampère-féle gerjesztési törvény szerint

$$B = \mu_0 \frac{I}{2\pi R}. \tag{3}$$

Ez a mágneses indukció (megfelelő áramirányok esetén) kivonódik a toroidtekercs ugyancsak érintő irányú,

$$B^{(\mathrm{tor.})} = \mu_0 \frac{N_1 I_1}{2\pi R} \tag{4}$$

nagyságú mágneses indukciójából.

A feladat szövege nem részletezi a toroidtekercsben folyó I_1 áram létrehozásának körülményeit. Ha például az áram egy szupravezető tekercsben folyik, akkor a szolenoid változó erősségű árama nem képes megváltoztatni a toroid belsejében a mágneses fluxust, tehát a mágneses tér erősségét sem. Amennyiben viszont a (hagyományos anyagú) toroidtekercs áramát állandó értéken tartjuk, akkor a feladatban megkövetelt változások létrehozhatók. A továbbiakban feltételezzük, hogy ez a helyzet.

Tegyük fel, hogy a toroid belsejében az érintő irányú mágneses indukció (a szolenoidban folyó, $I_2(t)$ erősségű áram mágneses tere miatt) $t = t_0$ pillanatban az eredeti értékének λ-szorosával csökken. Az *a*) esetben $\lambda = 1$, a *b*) esetben pedig $\lambda = 2$. Ennek feltétele (3) és (4) szerint:

$$I_2(t_0) = \lambda N_1 I_1.$$

(A megadott számadatok mellett az I_2 áramnak meglehetősen nagynak kell lennie, de rövid ideig ezt kibírhatják a vezetékek.)

Az időben (egyenletesen) változó $I_2(t)$ áram a (2) összefüggés szerint időben változó mágneses teret, és így időben változó mágneses fluxust hoz létre a szolenoidban:

$$\Phi(t) = \mu_0 \frac{I_2(t) N_2}{\ell} r^2 \pi.$$

A fluxusváltozás, aminek sebessége

$$\frac{\Delta\Phi}{\Delta t} = \frac{\Phi(t_0)}{t_0}$$

időben állandó, a Faraday-féle indukciótörvény szerint örvényes elektromos teret hoz létre a szolenoidot körülvevő minden zárt görbe, így a toroid középköre mentén is:

$$-\frac{\Delta\Phi}{\Delta t} = E \cdot 2R\pi,$$

vagyis az indukált elektromos térerősség nagysága:

$$|E| = \lambda \frac{\mu_0 N_1 N_2 I_1 r^2}{2R\ell t_0} = \lambda \cdot 0{,}75\ \frac{\mathrm{mV}}{\mathrm{m}}.$$

A toroid középköre mentén tehát az *a*) esetben 0,75 mV/m, a *b*) esetben pedig 1,5 mV/m nagyságú elektromos térerősség alakul ki.

Megjegyzések. 1. A szolenoid mágneses tere a toroidtekercs mágneses terének érintő irányú komponensét képes kioltani, de a szórt tér hossztengely irányú konponense eközben nem válik nullává.

2. Hallgatólagosan feltételeztük, hogy a szolenoid áramköre a tekercsen kívül, attól elegendően távol (de mindenképpen a toroidteketcset elkerülve) záródik. Ha az áram közvetlenül a tekercs mellett jutna vissza a szolenoid egyik végétől a másikig, akkor a szolenoidon kívül a fenti megfontolásokban lényeges szerepet játszó „egyenes vezető mágneses hatása” természetesen nem lépne fel.