

S třetí sérií a prvními opraveným úlohami jen několik slov. Za prvé: omlouváme se Michalu Fabingerovi za zkomolení jeho jména v textu minulé série. Za druhé: je vhodné, aby jste řešení každé úlohy psali na zvláštní papír (vyjímkou mohou být úlohy SNP) a označili tento alespoň svým jménem, lépe ještě třídou a školou. Dále pak u více listů uvádějte na každý z nich číslo úlohy a o kolikátý list z kolika jde. Předem za to děkujeme a posíláme přání krásného prožití vánočních svátků spolu s následujícími několika úlohami.

## Zadání

### Úloha III .1

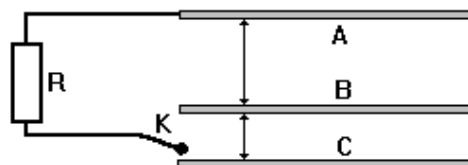
Při provozu zážehového motoru automobilu dochází k opotřebení vnitřních stěn válců. Zdůvodněte, v kterých místech válce bude jeho opotřebení největší. A jak je tomu u jiných pístových strojů, např. kompresoru ?

### Úloha III . 2

Na základě znalosti rozpadových procesů odhadněte poměr koncentrací uranu 238 a radonu 222 v zemské kůře (příslušné radioaktivní řady obsahující  $^{238}\text{U}$  a  $^{222}\text{Rn}$  naleznete např. v [1]).

### Úloha III . 3

Tři stejné ploché rovinné desky A, B a C, každá o obsahu S, jsou umístěny rovnoběžně ve vzdálenostech  $d_1$  a  $d_2$  (obr. 1). Jsou izolovány, na deskách B a C je náboj  $+q$  a  $-q$ , deska A není nabitá. Desky A a C spojíme přes odpor R stisknutím spínače K. Najděte množství tepla uvolněného v odporu do vyrovnání potenciálů.



### Úloha III . 4

Odhadněte velikost atomu, resp. molekuly látky, znáte-li koeficient povrchového napětí, hustotu a měrné výparné teplo. Porovnejte s tabelovanými hodnotami, např. pro rtuť či vodu.

### Úloha Y . 3

Usoudili jsme, že v poklidné vánoční době vás raději ušetříme přílišného počítání a naopak vyzkoušíme vaše schopnosti fyzikální argumentace bez pomoci vzorců. Za tímto účelem se tedy přenesme téměř o čtyři století zpět, do doby, kdy na univerzitě v Pise a později v Padově působil muž jménem Galileo Galilei. Nebude snad na škodu, když zde trochu přiblížíme jeho tehdejší práci a názory. Zdejší profesura ho neuspokojovala o nic více než předchozí studium, nevyhovoval mu jediný tehdy uznávaný výklad principů přírodních dějů pocházející od Aristotela. Sám se zabýval zkoumáním konkrétních vlastností hmoty, a to jak pevných těles (pevnost), tak kapalin a plynů (tlak, vakuum). Největší význam pro další rozvoj fyzikálního poznání mělo jeho studium jednoduchých mechanických systémů, kdy opustil pole statiky, zpracované již Archimedesem, a pustil se do zkoumání jejich pohybových vlastností, čímž položil základy dynamiky (od něj pochází i naše pojetí pojmu setrvačnost a

zrychlení). Ovšem nemenší význam měly jeho objevy učiněné na nebi, kterých dosáhl díky své vlastní zdokonalené verzi tzv. holandského dalekohledu. Počátkem 17. století je shrnul do díla nazvaného *Hvězdný posel*, které však bylo pro svůj kritický pohled z mnoha stran ostře napadáno. V roce 1616 pak musel sám pod pohrůzkou uvěznění upustit od svých "bludných názorů", ve kterých se stále více blížil Koperníkovu modelu vesmírných pohybů. O osm let později, kdy nastoupil nový papež, se opět pustil do boje s nesmiřitelnou inkvizicí a vydal *Dialog o obou největších soustavách světových*, ve kterém obhajoval Koperníkovu představu proti všem možným argumentům opozičního tábora. Dílo podávalo daný problém tak dovedně, že po úpravách došlo i papežskému schválení.

Po vás chceme, aby jste se zamysleli se nad tím, jakých argumentů mohl při obhajobě heliocentrického názoru použít. Uvažte dříve známé i nově oběvené skutečnosti, kterými mohl Galileo svou pravdu potvrdit. Mějte na paměti, že jeho oponenty byli většinou lidé bez vědeckého vzdělání, jakož i že zakladatel matematického popisu fyzikální reality, Isaac Newton, se narodil až několik let po Galileově smrti.

[1] : J. Brož, V. Roskovec, M. Valouch: Fyzikální a matematické tabulky, SNTL 1980

### ***Seriál na pokračování***

První úloha z minulého dílu SNP zřejmě nečinila potíže těm, kteří již cosi z teorie relativity znali. Hledaný invariant hraje totiž v relativistické kinematice klíčovou roli, takže jeho více či méně obecné odvození se objevuje téměř v každé učebnici STR. O tvaru takového invariantního výrazu lze lecos předpokládat. Například že bude splňovat jisté symetrie - nezávisí na orientaci prostorové osy (t.j. na záměně  $x \rightarrow -x$ ), tedy v něm musí vystupovat  $x$  jen v sudých mocninách. podobnou vlastnost lze přisoudit i časové souřadnici. Ověřením několika nejjednodušších výrazů zjišťujeme, že hledané invariantnosti lze dosáhnout

## Řešení

### Řešení úlohy I. 1

(Řešilo 37 studentů, max. počet bodů 4)

Příklad se dal řešit v podstatě dvěma různými způsoby. Vyjádříme si, o kolik poklesne  $i$ . válec vůči dnu ( $i+1$ ). válce. Protože v ( $i+1$ ). válci je stále stejně vody, bude se pokles vůči hladině  $h$  skládat z poklesu dna vůči dnu a pozdvižení  $y$  tím vytlačené vody. Z Archimédova zákona plyne, že pokles vůči hladině vyrovnává přírůstek hmotnosti způsobený přilitím  $V_0$  vody do vnitřního válce (zvýší hmotnost všech dalších válců). Tedy:  $\delta h = \delta d + \delta y$   $\delta h \cdot \rho S_i g = V_0 \cdot \rho g$   $\delta$

$$d \cdot S_i = \delta y \cdot (S_{i+1} - S_i)$$

Vyjádříme

$$d_i = V_0(1/S_i - 1/S_{i+1})$$

a po sečtení

$$d = \sum_{i=0}^{n-1} d_i = V_0(1/S_0 - 1/S_n)$$

Dala se též provést poměrně jednoduchá úvaha. Rozdíly mezi hladinami v jednotlivých válcích nejsou ovlivněny množstvím vody v nich - způsobuje je rozdílná hustota materiálu, z něž jsou udělány. Tyto rozdíly se tedy po dolití nezmění. Hladiny stoupnou o stejný úsek a ten je díky přilití vody o stejné hustotě, jako má kapalina mezi válci roven  $V_0/S_n$ . Zároveň musí platit Archimédův zákon a nejmenší válec se musí ponořit vůči hladině, ve které plave o  $V_0/S_0$ . Celkový posun je dán rozdílem  $V_0/S_0 - V_0/S_n$ .

Věta o velkém počtu válců vás měla navést k přiblížení  $S_n \gg S_0$  a tedy  $1/S_n \ll 1/S_0$ . Výsledkem je prostý výraz  $d = V_0/S_0$ .

### Řešení úlohy I. 2

(Řešilo 23 studentů, max. počet bodů 5)

Hned na začátku bych se chtěl omluvit všem řešitelům za dvě chyby vyskytnuvší se v zadání - jednak byla tuhost jehly nazvaná tuhost ve vertikálním směru, což nebylo zcela přesné, a jednak její hodnota měla být  $180 \text{ Nm}^{-1}$ . Nicméně nemyslím si, že by to mělo mít nějaký zásadní význam pro řešení, neboť, je-li v zadání něco nejasného, mám volný prostor pro to doplnit si zadání tak, aby mělo smysl (např. zde to znamenalo podívat se na gramofon).

#### Obr. r1:

Při záznamu se akustický signál převádí pomocí cívky na kmitání nože ve vodorovné rovině, čímž vzniká drážka, která má všude stejnou hloubku (dříve se dělaly i záznamy s proměnnou hloubkou), a stejnou šířku v řezech A-A. Ježto ale je hlava snímacího hrotu kulového tvaru (může být i jinačí), dochází k tomu, že v různých místech drážky bude v různé výšce nad jejím dnem (viz. obr r1). Tím pádem vzniknou vyjma příčných kmitů jehly také vertikální kmity jehly. Ještě poznámku k tomu, co je míněno pod pojmem vertikální tuhost: jehla je v přenosce uchycena v piezokrystalu, který se při stlačování chová obdobně jako pružina, čili tuhostí se rozumí "tuhost" tohoto piezokrystalu (která se dá samozřejmě ovlivnit např. změnou napětí, jež na něj přivedeme). Tyto úvahy platily pro monofonní záznam, nicméně pro stereofonní záznam jsou zcela analogické (při stereofonním záznamu se rytí neuskutečňuje ve vodorovné rovině, nýbrž ve dvou navzájem kolmých rovinách svírajících s vodorovnou úhel  $45^\circ$ ).

#### Obr. r2:

Celá soustava je naznačena na obr. r2: přenoska je zde zastoupena pružinou, kterou je raménko přichyceno k podložce. Jakmile se podložka začne chvět (nerovnosti v

drážce), bude se toto chvění přenášet přes pružinku na raménko. To je přesně to, co při snímání signálu z desky potřebujeme. Pokud by se ale frekvence tohoto chvění přiblížila vlastní frekvenci přenosky, došlo by k resonanci a přenoska by mohla vylétnout mimo drážku (v našem modelu by to znamenalo, že při této frekvenci, pokud bychom zanedbali tření, by se raménko rozkmitalo tak, že by se utrhlo). Vzhledem k tomu, že slyšitelné frekvence jsou cca. 16 - 16000 Hz, musí být vlastní frekvence nižší (např. 12 Hz). Je-li  $\varepsilon = \ddot{\varphi}$  úhlové zrychlení soustavy a  $\mathbf{M} = \mathbf{F} \times \mathbf{r}_2 = k(\mathbf{y} \times \mathbf{r}_2)$  moment působící síly, kde  $\mathbf{y} = \mathbf{r}_2 \varphi$ , lze psát rovnici  $\mathbf{J} \varepsilon = \mathbf{M} = k \varphi \mathbf{r}_2^2$ , kde  $\mathbf{J}$  je moment setrvačnosti. Vyjádříme-li z této rovnice  $\varepsilon$ , dostaneme rovnici tohoto tvaru  $\varepsilon = \omega_0^2 \varphi$  kde  $\omega_0$  je vlastní frekvence. Platí pro ní

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{r_2^2 k}{J}}$$

Jelikož  $\mathbf{J}$  závisí na hledaných  $m_1$  a  $r_1$ , potřebujeme pro přesné dourčení ještě jednu podmínku. Ta je dána právě tím, že přítlačná síla nesmí být větší, nežli  $F_0$ . Z momentové věty pak plyne, že  $(m_2 \mathbf{g} - F_0) \mathbf{r}_2 = m_1 \mathbf{g} \mathbf{r}_1$  (kde  $\mathbf{g}$  je tíhové zrychlení, a celá rovnováha je napsána pro homogenní závaží symetrického tvaru). K tomuto vztahu jste se dostali v podstatě všichni, s tím, že jste si nějak "přirozeně" určili buď  $r_1$  nebo  $m_1$ . Pouze Petr Žalský a Jindřich Kolorenč i přes nejasnost v zadání uvažovali (oba dva víceméně správně) i první podmínku s vlastní frekvencí. Konečné dořešení příkladu závisí na tom, jaký bude moment setrvačnosti, který bude záviset na tvaru závaží (mimochodem všichni až na Michala Fabingera jste brali závaží jako hmotný bod, což určitě je jen hrubé přiblížení). Jen pro tento odhad uvádím vzorec

$$\text{pro } m_1 = \frac{(m_2 - F_0 \mathbf{g}^{-1})^2}{\frac{k}{\omega_0^2} - m_2} \quad \text{a} \quad r_1 = \frac{\frac{k}{\omega_0^2} - m_2}{(m_2 - F_0 \mathbf{g}^{-1})} r_2,$$

z čehož po dosazení  $r_1=8,1$  cm a  $m_1=32,1$  g.

### Řešení příkladu I . 3

(Řešilo 37 studentů, max. počet bodů 5)

Při řešení bylo důležité rozhodnout se, z čeho budeme vycházet. Většina si rozepsala rovnováhu sil působících na jednotlivé písty, někteří se pokusili o řešení z energetických úvah, ale zde se nikomu nepodařilo překonat obtíže spojené s vyjádřením děje probíhajícího v plynu. Téměř každý použil pro výpočet vzorec  $\mathbf{p} \cdot \mathbf{V} = \text{konst}$ , ale jen málokdo zdůvodnil jeho použití předpokladem o izotermickém ději. Někdo také správně podotkl, že děj je spíše než izotermický adiabatický, lépe řečeno polytropický (tzn. něco mezi tím) - spočítat ovšem něco analyticky v tomto modelu rozumně nelze. Takřka nikdo si ale neuvědomil, že my uvažujeme ustálený stav po vytažení pístu - ať byl děj při vytahování jakýkoliv, v rovnováze musí být teplota plynu rovna teplotě okolí.

Označme si  $F_p$  sílu, jakou je napínána pružina,  $F$  sílu, jakou působíme my na pravý píst,  $p$  tlak mezi písty a  $y$  posunutí levého pístu vůči počáteční poloze. K výpočtu je též potřeba nezadaná plocha pístů  $S$ .

Stavová rovnice ideálního plynu:

$$p_0 \cdot S \cdot H = p \cdot S \cdot (2H - y)$$

Síla, jakou působí podtlak mezi písty:

$$S \cdot (p_0 - p)$$

Rovnováha sil na levém pístu:

$$F_p = k \cdot y = S \cdot (p_0 - p)$$

Rovnováha sil na pravém pístu:  $\mathbf{F} = \mathbf{S} \cdot (\mathbf{p}_0 - \mathbf{p})$

A nyní řešíme:  $\mathbf{k} \mathbf{y} = \frac{\mathbf{S} \mathbf{p}_0}{(2\mathbf{H} - \mathbf{y})} (\mathbf{H} - \mathbf{y})$ , tedy  $\mathbf{k} \mathbf{y}^2 - (2\mathbf{H} \mathbf{k} + \mathbf{S} \mathbf{p}_0) \mathbf{y} + \mathbf{H} \mathbf{S} \mathbf{p}_0 = 0$

$$\mathbf{y} = \mathbf{H} + \frac{\mathbf{S} \mathbf{p}_0}{2\mathbf{k}} \pm \sqrt{\mathbf{H}^2 + \left(\frac{\mathbf{S} \mathbf{p}_0}{2\mathbf{k}}\right)^2} \quad \text{Je ale vidět, že musí být } 0 < \mathbf{y} < 2\mathbf{H}:$$

$$\mathbf{F} = \mathbf{k} \mathbf{y} = \mathbf{k} \mathbf{H} + \frac{\mathbf{S} \mathbf{p}_0}{2} - \sqrt{(\mathbf{k} \mathbf{H})^2 + \left(\frac{\mathbf{S} \mathbf{p}_0}{2}\right)^2} \quad \text{Což je výsledek.}$$

### Řešení úlohy I-4

(Tuto úlohu řešilo 30 lidí, maximum 6 bodů)

1) Ponecháme-li soustavu po uvolnění kuliček volně se pohybovat, nebude na kuličky z hlediska vnějšího pozorovatele v inerciální soustavě působit žádná síla, a proto se budou pohybovat rovnoměrně přímočaře až do okamžiku, kdy narazí na odrazku. Ježto směr rychlosti bude v tomto okamžiku svírat s tyčí úhel  $30^\circ$ , a ježto ten stejný úhel bude mít rychlost vůči tyči i po odrazu, bude se kulička pohybovat po obvodu rovnostranného trojúhelníka. Závislost  $\omega$  na čase lze řešit několika způsoby, např. ze zákona zachování momentu hybnosti, řešením rovnice  $\ddot{r} = \omega^2 r$ . Zde si ukážeme tento postup (viz. obr.1): rozložíme rychlost do směru rovnoběžného s tyčí a do směru kolmého na tyč  $\vec{v} = \vec{v}_\perp + \vec{v}_\parallel$ . Pro velikost  $\mathbf{v}_\perp$  platí, že  $\mathbf{v}_\perp = \mathbf{v} \cos \varphi$ , a zároveň

$$\mathbf{v}_\perp = \omega \mathbf{r}, \text{ kde } \mathbf{r} = \sqrt{\mathbf{a}^2 + \mathbf{x}^2}, \text{ ale } \mathbf{x} = \mathbf{v} \mathbf{t}, \text{ a tedy } \omega = \frac{\mathbf{v}_\perp}{\mathbf{r}} = \frac{\mathbf{v}}{\mathbf{r}} \cos \varphi. \text{ Pro } \cos \varphi \text{ lze}$$

$$\text{ovšem psát } \cos \varphi = \frac{\mathbf{a}}{\mathbf{r}}, \text{ a tedy výsledně } \omega = \frac{\mathbf{v} \mathbf{a}}{\mathbf{a}^2 + (\mathbf{v} \mathbf{t})^2}. \text{ Uvážíme-li nyní, že } \mathbf{v} =$$

$$\omega_0 \mathbf{a}, \text{ obdržíme výsledek } \omega = \frac{\omega_0}{1 + (\omega_0 \mathbf{t})^2}, \text{ což je hledaný vztah.}$$

### Obr. r3

2) Budeme-li udržovat rychlost konstantní, bude  $\omega = \omega_0$  a pro trajektorii musíme napsat rovnici  $\ddot{r} = \omega_0^2 r$  jejímž řešením pro podmínky  $\mathbf{r}(0) = \mathbf{a}$  a  $\dot{r}(0) = a$  je funkce  $\mathbf{r}(\mathbf{t}) = \mathbf{a} \cosh(\omega_0 \mathbf{t})$  a  $\phi = \omega_0 \mathbf{t}$  což jsou parametrické rovnice trajektorie kuliček. Tyto dráhy už netvoří uzavřenou křivku (jako např. trojúhelník), jejich tvar je načrtnut na

obr. 2. V prvním případě trvá doba od uvolnění k prvnímu odrazu  $\tau_a = \frac{2\sqrt{2}}{\omega_0}$  a

ve druhém  $\tau_b = \frac{2\phi_k}{\omega_0}$ , kde  $\phi_k = \arg \cosh(2) \doteq 1.31696 \text{ rad}$ . Pro časové intervaly mezi

dalšími odrazy by se postupovalo analogicky (i když asi jediný, kdo to opravdu pořádně prodiskutoval, byl David Drozd).

V první části, pokud jste přišli na to, že se kuličky pohybují po přímce, chyby vesměs nebyly, ve druhé části úlohy jste někteří psali, že  $\mathbf{r}(\mathbf{t}) = \mathbf{e}^{\omega_0 \mathbf{t}}$ , což není pravda

( $\dot{r}(0) = v_{\perp}(0) = 0$ ). Také jste (až na Rudolfa Sýkoru) opominuli vliv Coriolisovy síly (i když se neprojeví, neboť má směr kolmý k tyči).

Závěrečný komentář k úloze Y . 1, spolu s vašimi opravenými a obodovanými řešeními dostanete v následující sérii poté, co zpracujeme i řešení došlá s druhou sérií (podle jejich počtu snad také zvážíme, zda-li je vůbec tato koncepce problémových úloh vhodná).

Ještě poznámka k řešení úloh S . 1 a S . 2

Vzhledem k jednoduchosti první úlohy byl kladen důraz i na popis základních měřících postupů jako určování vzdálenosti a středů úseček. (úlohu řešilo 17 studentů, max. 2 body). U druhé úlohy věnovali mnozí málo pozornosti popisu odvozovaných vzorců, které "vyplývají z obrázku". Byli jste zřejmě zaskočeni tím, že jste nedostali známý tvar Lorentzových transformací; jak někteří správně usoudili, problém je ve škálování sklopených os (což platí i v případě klasické Galileovy transformace, jejíž odvození se v mnoha řešeních vůbec neobjevilo). Ovšem určení měřítka nebylo k plnému bodovému zisku nutné (úlohu řešilo 14 studentů, max. 3 body)

### Návod k úloze Y . 2

Tato úloha byla zadána jako problémová zejména proto, že těm, kteří ji slyšeli poprvé, činila skutečně problémy, a to nezávisle na jejich matematických znalostech. Ovšem skýtá velkou škálu možných přístupů pro ty, kteří se nezalekli ani zadaných hodnot ani náledí (například "Nám náledí nehrozí ... České dráhy", Jízdní řád ČD, str. 305.) Nejprímější postup řešení byl, že navrheme co možná nejefektivnější způsob pohybu auta a pak úpravou parametrů proložíme tuto trajektorii body A a B. Záleží pak na fyzikální intuici (a nebo na možnostech výpočetní techniky), jak se nám podaří danou dráhu optimalizovat.\* V obecném případě vede úloha na problém z oblasti variačního počtu, který dává odpovědi na otázky volby drah nebo funkcí z jistého oboru při potřebě minimalizace (nebo maximalizace) jisté charakteristiky dané dráhy (V našem případě jde o hledání vhodné dráhy  $y=y(x)$  a příslušné rychlosti  $v=v(x)$  při

minimálním  $T = \int_{z A \text{ do } B} \frac{1}{v(x)} ds$ , kde  $ds = \sqrt{1 + \left(\frac{dy}{dx}\right)^2} dx$ . Případně zájemce lze

odkázat na knihy L.E. Elgšolc: Diferenciální rovnice a variační počet, SNTL 1965 či J.Chrastina: Variační počet, SPN 1967, případně některé sborníky aplikované matematiky.

Existuje ovšem také velice elegantní řešení, jež nevyžaduje téměř žádných znalostí středoškolské fyziky. Abychom neprozradili příliš a umožnili vám ještě chvíli bádát nad řešením, omezíme se na tuto nápovědu: srovnejte tento problém s "obecnější" situací, kdy se pohybuje i bod B resp.C.

**Termín odeslání: 17. ledna 1994**

**Adresa: FKS, dr. Leoš Dvořák, KTF MFF UK, V Holešovičkách 2, 180 00 Praha**

\* Tomáš Sýkora ( pro nezasvěcené 6. ročník MFF ) dospěl prozatím k variantě, kdy auto se bude pohybovat po úsecích kružnice a zároveň zpomalovat, aby zmenšilo poloměr nutný k zatočení ( při původní rychlosti je poloměr kružnice příliš velký, aby se dostal z A do B. )

**Pořadí řešitelů po prvním kole**

	Jméno	Příjmení	Ročník	Škola	I				S		Σ
					1	2	3	4	1	2	
0	Student	Pilný	8 8	MFF	4	5	5	6	2	3	25
1-2	Michal	Fabinger		G Nad alejí Praha	4	3	5	5	3	3	23
1-2	Petr	Žalský	4	G Nová Paka	4	5	5	6	1	2	23
3	Jindřich	Kolorenč	3 G	G Nová Paka	4	5	5	5	1	2	22
4	Rudolf	Sýkora		G Hejčín	4	-	5	6	2	3	20
5-6	Peter	Macák	3 A	G Jur. Hronca Bratislava	4	-	5	6	2	2	19
5-6	František	Šanda	4 D	G Klatovy	4	0	5	5	2	3	19
7	David	Drozd	3 A	G tř. kpt. Jaroše Brno	4	3	5	4	-	-	16
8-9	Petr	Častulík		G Arabská Praha	3	-	4	5	1	2	15
8-9	Miloš	Gáj	4 A	G Poprad	4	-	5	4	1	1	15
10-11	Robert	Šámal	3 D	G Zborovská Praha	4	1	5	-	2	2	14
10-11	Matěj	Liszka		G Český Těšín	4	2	4	4	-	-	14
12-13	Peter	Feher	4 A	G Poštová Košice	4	-	5	4	-	-	13
12-13	Slávka	Jendrejová	3 A	G Poštová Košice	4	5	4	-	-	-	13
14-16	Marta	Bednářová	3 A	G tř. kpt. Jaroše Brno	3	-	5	4	-	-	12
14-16	Tomáš	Černoch	3 C	G Nad štolou Praha	2	2	5	1	2	0	12
14-16	David	Nečas	3 A	G tř. kpt. Jaroše Brno	4	-	5	3	-	-	12
17-20	Jaroslav	Hamrle	4 B	G Pelhřimov	4	-	4	3	-	-	11
17-20	Urban	Kováč	4 B	G Grösslingova Bratislava	1	1	5	3	1	0	11
17-20	Martin	Niepel	4 B	G Grösslingova Bratislava	1	-	5	5	-	-	11
17-20	Mikuláš	Vejlupek	3 D	G Zborovská Praha	4	2	5	-	0	0	11
21-22	Zdeňka	Broklová	kvarta	G Polička	4	-	5	1	-	-	10
21-22	Tomáš	Vinař	4 A	G Škrobárova Košice	4	-	5	-	1	0	10
23-25	Petr	Novák	4 A	G tř. kpt. Jaroše Brno	4	1	1	3	-	-	9
23-25	Miroslav	Panoš	4 D	G Klatovy	4	2	3	0	-	-	9
23-25	Petr	Šimíček	3 B	G tř. kpt. Jaroše Brno	4	-	5	-	-	-	9
26-28	Tomáš	Hrnčíř		G J. Jungmana Litoměřice	2	-	5	-	1	-	8
26-28	Miroslav	Jílek		Bystré u Poličky	3	1	4	0	-	-	8
26-28	Vít	Žďára	2 ?	G Polička	4	1	2	1	-	-	8
29-30	Jan	Hradil	4 A	G tř. kpt. Jaroše Brno	4	-	3	-	0	-	7
29-30	Anna	Jančaříková	4 A	G Kladno	2	4	1	-	-	-	7
31-33	Jiří	Lambert		G Hlučín	1	0	3	2	-	-	6
31-33	Martin	Navrátil		G Karlovy Vary	-	1	5	-	-	-	6
31-33	Alena	Píšová	3 D	G Pardubice	4	-	-	-	2	-	6
34-37	Jan	Horáček		Rožnov p Radhoštěm	-	-	5	-	-	-	5
34-37	Milada	Kouřilová		G dr. Šmerala Ostrava	3	-	2	-	-	-	5
34-37	Zuzana	Pokorná	oktáva	PORG Linderova Praha	2	1	2	-	-	-	5
34-37	David	Stanovský	3 D	G Pardubice	-	-	3	0	1	1	5
38-42	Petr	Doubek	3 D	G Pardubice	4	-	-	-	-	-	4
38-42	Pavla	Fabiánová	3 C	G Vídeňská Brno	4	-	-	-	-	-	4
38-42	Pavel	Klang	2 A	G tř. kpt. Jaroše Brno	-	4	-	0	-	-	4
38-42	Jitka	Pagáčová	4 B	G Krnov	4	-	-	-	-	-	4
38-42	Jaroslav	Štrunc		G Chomutov	2	2	0	0	-	-	4
43	Miroslav	Šváb		G Polička	-	2	-	-	-	-	2
44	Martin	Ján	2 A	G tř. kpt. Jaroše Brno	-	0	1	0	-	-	1

