

ACTA ACADEMIAE PAEDAGOGICAE AGRIENSIS

NOVA SERIES TOM XIX./VII.

1043--1052

AZ EGERI TANÁRKÉPZŐ FŐISKOLA TUDOMÁNYOS KÖZLEMÉNYEI

TANULMÁNYOK A FIZIKAI TUDOMÁNYOK KÖRÉBŐL

EGER

1989

Szerkesztőbizottság:
Bodnár László, Kiss Péter, Orbán Sándor, Rákos Erika

Szerkesztő:

Franczia Tamás

Főszerkesztő:

Vajon Imre

HU ISSN 0239-1422

ISBN 963 7752 14 5

Felelős kiadó: Szűcs László
főiskolai főigazgató

FRANZISA TANÁS

A KVANTUMMECHANIKAI IMPULZUS ELTOLÁSI SZIMMETRIÁVAL TÖRTÉNŐ
BEVEZETÉSÉRŐL III.

ABSTRACT: *On the Introduction of the Quantum Mechanical Momentum with the Method of Moving Symmetry III.*

In this paper we continue building up the system of the axioms, theorems and definitions necessary to introduce the quantum mechanical momentum with the method of moving symmetry. As some theorems given in this paper are well-known from the literature their verifications are omitted and the reader is referred to the corresponding literature.

We investigate the conditions of being time-independent for the average values of quantum-mechanical quantities represented by time-independent operators, and the relationships between the above-mentioned conditions.

Ez a dolgozat egy tanulmány harmadik része, melynek célja egy lehetséges módszert adni a kvantummechanikai impulzusnak a címben jelzett úton történő bevezetésére az egyetemi oktatás szemináriumai számára.

A tanulmány előző két részében a kvantummechanikai impulzus eltolási szimmetriával történő bevezetéséhez szükséges definíció-, axióma- és tételrendszer közlésével foglalkoztunk, így többek között bevezettük a Kronecker-,

ill. Dirac-típusú ortonormáltsági feltételeket kielégítő állapotfüggvények fogalmát, az ezen állapotfüggvények hely szerinti és időbeli változását leíró időtől függő Schrödinger-egyenletet, melyet másképpen állapotegyenletnek is hívunk. Jelen dolgozatban folytatjuk a kvantummechanikai impulzus eltolási szimmetriával történő bevezetéséhez szükséges definíciók, axiómák, tételek megadását. A nem bizonyított tételeknél továbbra is [1]-re hivatkozunk a bizonyítást illetően.

A II. részben a 7. tétel, a VIII. axióma és együttes következményük alapján beláttuk, hogy $\hat{O}\psi = 0\psi$ esetén 0 mérési eredményként való felléptének valószínűsége 1, a 13. tételben pedig az adódott, hogy $\hat{O}\psi = 0\psi$ szükséges és elégséges feltétele annak, hogy az \hat{O} operátorral reprezentált fizikai mennyiség szórása nulla legyen. Így nyilvánvaló, hogy $\hat{O}\psi \neq 0\psi$ esetén akármilyen $0 \in \mathbb{R}$ -re a fizikai mennyiség méréséhez zérustól különböző szórás fog tartozni, azaz a rendszer állapotfüggvénye, ψ ebben az esetben nem határozza meg egyértelműen az \hat{O} operátorral reprezentált fizikai mennyiség mérésének eredményét. Mivel az állapotfüggvény a kvantummechanika szerint a rendszerről minden információt magában foglal, előző kijelentésünk úgy is fogalmazható, hogy $\hat{O}\psi \neq 0\psi$ esetén a rendszer állapota nem határozza meg egyértelműen az illető fizikai mennyiség mérésének eredményét. Ugyanakkor az eddigiek alapján $\hat{O}\psi = 0\psi$ esetén a rendszer állapota egyértelműen meghatározza az \hat{O} operátorral reprezentált fizikai mennyiség mérésének eredményét.

12. definíció: Az \hat{O} operátorral reprezentált fizikai mennyiség akkor, és csak akkor létezik a rendszer valamely ψ állapotában, ha ψ egyértelműen meghatározza e mennyiség

mérésének eredményét, azaz ha fennáll $\hat{O}\psi = O\psi$, $O \in \mathbb{R}$, ahol O éppen a mérés eredménye.

XI. axióma: Legyen \hat{O} egy fizikai mennyiség operátora a nem-relativisztikus, a spint figyelmen kívül hagyó kvantummechanikában. Ha a rendszer Schrödinger-féle konfigurációs térbeli állapotfüggvénye, ψ nem sajátfüggvénye \hat{O} -nak, akkor az \hat{O} által reprezentált fizikai mennyiség mérése a rendszerben két fázisból kell hogy álljon. Az első fázisban a rendszerben egy olyan állapotváltozást kell előidéznünk, melynek során az állapotfüggvény átmegy az \hat{O} operátor valamelyik sajátfüggvényébe. Az így kapott állapotfüggvény az előbbieket alapján már egyértelműen meghatározza a fizikai mennyiség mérésének eredményét, melyet a mérés második fázisa szolgáltat.

Ezután vizsgáljuk meg két fizikai mennyiség egyidejű létezésének feltételét, azt, hogy milyen körülmények között határozza meg a rendszer állapotfüggvénye egyértelműen egyidejű mérésük egy-egy eredményét. Ha feltételként szabjuk, hogy a két mérés egymást ne zavarja, akkor nyilván most egyszerre kell fennállnia mind a két mennyiségre annak a feltételnek, melyet egyetlen mennyiség létezéséhez állapítottunk meg: az állapotfüggvény mindkét fizikai mennyiség operátorának sajátfüggvénye kell hogy legyen. Közös sajátfüggvénye viszont csak egymással felcserélhető operátoroknak lehet, így az együttlétező fizikai mennyiségekhez tartozó operátoroknak felcserélhetőeknek kell lenniük. A fizikai mennyiségekhez tartozó operátorok felcserélhetősége tehát szükséges feltétele az általuk reprezentált fizikai mennyiségek egyidejű létezésének. Most

vizsgáljuk meg e feltétel elégségességét, feltéve, hogy legalább az egyik mennyiség létezik. Ha két egymással felcserélhető lineáris operátor sajátértékspektrumai nem elfajultak, akkor a két operátor sajátfüggvényei közösek. Így nem elfajult spektrumu lineáris, hermitikus operátorokkal reprezentált fizikai mennyiségek együttlétezésének az operátorok felcserélhetősége szükséges és elégséges feltétele, ha legalább az egyik mennyiség létezik az adott kvantumállapotban.

Ha két fizikai mennyiség operátorai közül akár csak az egyik sajátértékspektruma is elfajult, akkor a két operátornak létezik ugyan közös teljes sajátfüggvény-rendszere, de nem feltétlenül közös minden egyes sajátfüggvényük. Emlatt logikailag lehetséges, hogy ebben az esetben két fizikai mennyiség egyidejű létezésének az őket reprezentáló operátorok felcserélhetősége csak szükséges és nem elégséges feltétele. Ugyanakkor nem zárható ki az elégséges mivolta sem a felcserélhetőségnek. A kérdés eldöntésére a későbbiekben még visszatérünk.

14. tétel: Valamely az időtől expliciten függő operátorral reprezentált fizikai mennyiség mérésekor kapott várható érték idő szerinti teljes deriváltja:

$$\frac{d}{dt} \langle \psi, \hat{O} \psi \rangle = \langle \psi, \frac{\partial \hat{O}}{\partial t} \psi \rangle + \frac{2\pi i}{\hbar} \langle \psi, (\hat{H}\hat{O} - \hat{O}\hat{H}) \psi \rangle, \quad (3)$$

ahol ψ a rendszer mérés előtti állapotfüggvénye, \hat{O} az illető mennyiség operátora. \hat{H} a rendszer Hamilton-operátora.

Következmény: Ha az illető fizikai mennyiség operátora nem függ expliciten az időtől, akkor az általa reprezentált fizikai mennyiség várható értékének idő szerinti teljes

deriváltja:

$$\frac{d}{dt} (\psi, \hat{O}\psi) = \frac{2\pi i}{\hbar} (\psi, (\hat{H}_0 - \hat{O}\hat{H})\psi) \quad (4)$$

ld. III 118-119. oldal.

Következmény: Ha egy kvantummechanikai rendszerben mérhető, az időtől expliciten független operátorral reprezentált fizikai mennyiség operátora felcserélhető a rendszer Hamilton-operátorával, akkor várható értékének idő szerinti deriváltja nulla, így e várható érték az időben állandó.

13. definíció: Ha egy fizikai mennyiség várható értéke időben állandó, akkor a mennyiséget mozgásállandónak nevezzük.

15. tétel: Ha egy kvantummechanikai rendszer Hamilton-operátora nem függ expliciten az időtől, akkor a rendszer állapotegyenletének vannak

$$\varphi_k(x_1, y_1, z_1, \dots, x_n, y_n, z_n) \exp\left[-\frac{2\pi i}{\hbar} E_k t\right]$$

alaku megoldásai, melyek a konfigurációs térbeli koordináta változóknak az időváltozótól való szorzatalaku szeparációjával kaphatók, ahol $\hat{H}\varphi_k = E_k\varphi_k$. A Hamilton-operátornak diszkrét sajátértékspektrum esetén megszámlálhatóan végtelen sok, folytonos sajátértékspektrum esetén pedig kontinuumszámosságuan végtelen sok sajátfüggvénye van. Mivel az időtől függő Schrödinger-egyenlet homogén és lineáris, diszkrét nem elfajult sajátértékspektrum esetén

$$\sum_{k=1}^{\infty} c_k \varphi_k(x_1, y_1, z_1, \dots, x_n, y_n, z_n) \exp\left[-\frac{2\pi i}{\hbar} E_k t\right],$$

folytonos nem elfajult sajátértékspektrum esetén

$$\int_{H_\alpha}^{H_\beta} c_H \varphi_H(x_1, y_1, z_1, \dots, x_n, y_n, z_n) \exp\left[-\frac{2\pi i}{h} H t\right] dH,$$

vegyes típusu nem elfajult sajátértékspektrum esetén pedig

$$\sum_{k=1}^{\infty} c_k \varphi_k(x_1, y_1, z_1, \dots, x_n, y_n, z_n) \exp\left[-\frac{2\pi i}{h} H_k t\right] + \int_{H_\alpha}^{H_\beta} c_H \varphi_H(x_1, y_1, z_1, \dots, x_n, y_n, z_n) \exp\left[-\frac{2\pi i}{h} H t\right] dH$$

is megoldása az időtől expliciten független Hamilton-operátoru, időtől függő Schrödinger-egyenletnek, ahol a c_k , ill. c_H mennyiségek állandóak, és a normalizálási feltétel következtében ki kell hogy elégítsék a spektrum diszkrét, folytonos, vagy vegyes típusától függően a

$$\sum_{k=1}^{\infty} |c_k|^2 = 1, \int_{H_\alpha}^{H_\beta} |c_H|^2 dH = 1, \text{ ill. } \sum_{k=1}^{\infty} |c_k|^2 + \int_{H_\alpha}^{H_\beta} |c_H|^2 dH = 1 \quad (5)$$

összefüggéseket.

Az (5a), (5b), (5c) egyenleteknek megfelelő összefüggések elfajult spektrumu Hamilton-operátor esetében a következők:

$$\sum_{k=1}^{\infty} \sum_{r=1}^{\Gamma_k} |c_{kr}|^2 = 1, \quad (5a') \quad \int_{H_\alpha}^{H_\beta} \sum_{r=1}^{\Gamma_H} |c_{Hr}|^2 dH = 1, \quad (5b')$$

$$\sum_{l=1}^{\infty} \sum_{r=1}^{\Gamma_l} |c_{lr}|^2 + \int_{H_\alpha}^{H_\beta} \sum_{r=1}^{\Gamma_H} |c_{Hr}|^2 dH = 1$$

Ha egy időtől expliciten független Hamilton-operátor diszkrét, nem elfajult spektrumu, akkor a $\varphi_k(x_1, y_1, z_1, \dots, x_n, y_n, z_n) \exp\left[-\frac{2\pi i}{h} H_k t\right]$ függvények összessége, ha vegyes nem elfajult

spektrumu, akkor a

$$\varphi_l(x_1, y_1, z_1, \dots, x_n, y_n, z_n) \exp\left[-\frac{2\pi i}{h} H_l t\right],$$

$$\varphi_{Hl}(x_1, y_1, z_1, \dots, x_n, y_n, z_n) \exp\left[-\frac{2\pi i}{h} H_l t\right]$$

függvények összessége teljes függvényrendszert alkot. A megfelelő teljes függvényrendszerek elemei elfajult spektrumu Hamilton-operátor esetén rendre a következők: $l=1, \dots, \infty$

$$\varphi_{lr}(x_1, y_1, z_1, \dots, x_n, y_n, z_n) \exp\left[-\frac{2\pi i}{h} H_l t\right], \quad l=1, \dots, \infty, \quad r=1, \dots, f_l,$$

$$\varphi_{Hlr}(x_1, y_1, z_1, \dots, x_n, y_n, z_n) \exp\left[-\frac{2\pi i}{h} H_l t\right] \quad H_\alpha \leq H \leq H_\beta, \quad r=1, 2, \dots, f_{Hl}$$

$$\varphi_{lr}(x_1, y_1, z_1, \dots, x_n, y_n, z_n) \exp\left[-\frac{2\pi i}{h} H_l t\right] \text{ és}$$

$$\varphi_{Hlr}(x_1, y_1, z_1, \dots, x_n, y_n, z_n) \exp\left[-\frac{2\pi i}{h} H_l t\right], \text{ ahol } l=1, 2, \dots, \infty$$

$r=1, \dots, f_l, H_\alpha \leq H \leq H_\beta$

Ezért az időtől független Hamilton-operátorhoz tartozó, a Schrödinger-féle konfigurációs térrel azonos konfigurációs téren értelmezett állapotfüggvények rendre a

$$\psi = \sum_{l=1}^{\infty} c_l \varphi_l(x_1, y_1, z_1, \dots, x_n, y_n, z_n) \exp\left[-\frac{2\pi i}{h} H_l t\right],$$

$$\psi = \int_{H_\alpha}^{H_\beta} c_H \varphi_H(x_1, y_1, z_1, \dots, x_n, y_n, z_n) \exp\left[-\frac{2\pi i}{h} H t\right] dH$$

$$\psi = \sum_{l=1}^{\infty} c_l \varphi_l(x_1, y_1, z_1, \dots, x_n, y_n, z_n) \exp\left[-\frac{2\pi i}{h} H_l t\right] +$$

$$+ \int_{H_\alpha}^{H_\beta} c_H \varphi_H(x_1, y_1, z_1, \dots, x_n, y_n, z_n) \exp\left[-\frac{2\pi i}{h} H t\right] dH$$

alakokban írhatók fel attól függően, hogy a kifejtéshez használt teljes függvényrendszerhez tartozó, időtől expliciten független Hamilton-operátor sajátértékspektruma diszkrét,

folytonos vagy vegyes típusu. A fenti kifejtések nem elfajult spektrumú Hamilton-operátor sajátfüggvényrendszerének alkalmazása esetében érvényesek. Elfajult spektrumú Hamilton-operátor sajátfüggvényrendszerének alkalmazása esetén a megfelelő összefüggések diszkrét, folytonos ill. vegyes spektrum esetén rendre:

$$\psi = \sum_{l=1}^{\infty} f_l \sum_{r=1}^{\infty} c_{lr} \varphi_{lr} \left(x_1, y_1, z_1, \dots, x_n, y_n, z_n \right) \exp \left[-\frac{2\pi i}{h} E_l t \right],$$

$$\psi = \int_{E_{\alpha}}^{E_{\beta}} f_H \sum_{r=1}^{\infty} c_{Hr} \varphi_{Hr} \left(x_1, y_1, z_1, \dots, x_n, y_n, z_n \right) \exp \left[-\frac{2\pi i}{h} H t \right] dH$$

$$\psi = \sum_{l=1}^{\infty} f_l \sum_{r=1}^{\infty} c_{lr} \varphi_{lr} \left(x_1, y_1, z_1, \dots, x_n, y_n, z_n \right) \exp \left[-\frac{2\pi i}{h} E_l t \right] +$$

$$+ \int_{E_{\alpha}}^{E_{\beta}} f_H \sum_{r=1}^{\infty} c_{Hr} \varphi_{Hr} \left(x_1, y_1, z_1, \dots, x_n, y_n, z_n \right) \exp \left[-\frac{2\pi i}{h} H t \right] dH,$$

melyekhez a következő normálási feltételek tartoznak:

$$\sum_{l=1}^{\infty} \sum_{r=1}^{\infty} |c_{lr}|^2 = 1,$$

$$\int_{E_{\alpha}}^{E_{\beta}} \sum_{r=1}^{\infty} |c_{Hr}|^2 dH = 1,$$

$$\sum_{l=1}^{\infty} \sum_{r=1}^{\infty} |c_{lr}|^2 + \int_{E_{\alpha}}^{E_{\beta}} \sum_{r=1}^{\infty} |c_{Hr}|^2 dH = 1.$$

A továbbiakban megvizsgáljuk a közölt megoldások fizikai realitásának feltételeit, és létezésük néhány következményét.

Először a $r_k(x_1, y_1, z_1, \dots, x_n, y_n, z_n) \exp\left[-\frac{2\pi i}{h} H_k t\right]$ alakú állapotfüggvényekkel foglalkozunk. A fenti alakú egyre normált megoldások a Kronecker-típusú ortonormáltsági feltételeket elégítik ki. Mint láttuk a 15. tételben az ilyen alakú megoldások létezésének szükséges és elégséges feltétele az, hogy a rendszer Hamilton-operátora expliciten ne függjön az időtől.

Ilyen alakú megoldásokra azt is láttuk, hogy $\hat{H} \psi_k = O_k \psi_k$. Így ha \hat{H} valamilyen fizikai mennyiség operátora lenne, akkor a szóbanforgó alakú állapotfüggvényekkel bíró rendszerekben létezne az általa reprezentált fizikai mennyiség. Ezekben a kvantumállapotokban bármely az időtől expliciten nem függő operátorral reprezentált fizikai mennyiség várható értéke időben állandó [1], ezért az ilyen kvantumállapotokat stacionárius állapotoknak hívjuk. Ilyen kvantumállapotban még abban az esetben is állandó a $(\psi, \hat{O}\psi)$ várható érték, ha $\hat{O}\hat{H} = \hat{H}\hat{O}$. Ez nem mond ellent az időtől expliciten független operátorral reprezentált fizikai mennyiségek várható értékének időben való változását megadó tételnek. E szerint:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} (\psi, \hat{O}\psi) &= \frac{2\pi i}{h} (\psi, (\hat{H}\hat{O} - \hat{O}\hat{H})\psi) = \\ &= \frac{2\pi i}{h} \left(r_k e^{-\frac{2\pi i}{h} H_k t}, (\hat{H}\hat{O} - \hat{O}\hat{H}) r_k e^{-\frac{2\pi i}{h} H_k t} \right) = \\ &= e^{-\frac{2\pi i}{h} H_k t} e^{-\frac{2\pi i}{h} H_k t} \cdot \frac{2\pi i}{h} (r_k, (\hat{H}\hat{O} - \hat{O}\hat{H}) r_k) = \\ &= \frac{2\pi i}{h} \left[(r_k, \hat{H}\hat{O} r_k) - (r_k, \hat{O}\hat{H} r_k) \right] = \\ &= \frac{2\pi i}{h} \left[(\hat{H} r_k, \hat{O} r_k) - (r_k, \hat{O} \hat{H} r_k) \right] = \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 &= \frac{2\pi i}{\hbar} \left[\left(\Pi_k \varphi_k, \hat{O} \varphi_k \right) - \left(\varphi_k, \Pi_k \hat{O} \varphi_k \right) \right] = \\
 &= \frac{2\pi i}{\hbar} \left[\Pi_k^* \left(\varphi_k, \hat{O} \varphi_k \right) - \Pi_k \left(\varphi_k, \hat{O} \varphi_k \right) \right] = \\
 &= \frac{2\pi i}{\hbar} \left(\varphi, \hat{O} \varphi_k \right) \left[\Pi_k^* - \Pi_k \right].
 \end{aligned}$$

A $\left[\Pi_k^* - \Pi_k \right]$ különbség értéke nulla. Ez az állítás azon alapul, hogy \hat{H} hermitikus operátor, s mint ilyen valós sajátértékekkel rendelkezik csak.

Időtől expliciten független operátorral reprezentált fizikai mennyiség esetén $\hat{H}\hat{\Pi} = \hat{\Pi}\hat{H}$ tehát nem szükséges csak elégséges feltétele a fizikai mennyiség várható értéke időbeli állandóságának. Feltehető az a kérdés is, hogy a

$\psi = \varphi_k \exp \left[-\frac{2\pi i}{\hbar} \Pi_k t \right]$ állapotfüggvény alak vajon csupán elégséges feltétele-e egy időtől expliciten független operátorral reprezentált fizikai mennyiség várható értéke időbeli állandóságának, vagy e feltétel szükséges is. A továbbiakban ezt vizsgáljuk meg, $\hat{H}\hat{O} = \hat{O}\hat{H}$ esetében.

XII. axióma. Legyen \hat{H} egy időtől expliciten független, a kvantummechanikai rendszer konfigurációs terében értelmezett állapotfüggvényekre ható Hamilton-operátor. Mint tudjuk tetszőleges állapotfüggvény kifejthető ezen operátor sajátfüggvényei szerint. Ha ez a Hamilton-operátor vegyes, nem elfajult spektrumu, akkor a kifejtés alakja, mint láttuk az alábbi:

$$\psi = \sum_{k=1}^{\infty} c_k \varphi_k + \int_{\Pi_{\alpha}}^{\Pi_{\beta}} c_{\Pi} \varphi_{\Pi} \exp \left[-\frac{2\pi i}{\hbar} \Pi t \right] d\Pi$$

A vizsgált kvantummechanikai rendszer akkor rendelkezik a fenti állapotfüggvény-alakkal (ill. ennek speciális eseteivel, a diszkrét vagy a folytonos spektrumu alakkal), ha időtől független, nem elfajult spektrumu Hamilton-operátora ugy alakult ki, hogy a rendszer előzőleg időtől explicitte függő Hamilton-operátorának explicit időfüggését megszüntettük. A $\psi \in$ Hilbert-tér feltételből levezethető

$$\sum_{k=1}^{\infty} |c_k|^2 + \int_{H_{\alpha}}^{H_{\beta}} |c_H|^2 dH = 1 \quad \text{egyenlet valószínűségi jelentése}$$

pedig az, hogy az ezzel az állapotfüggvénnyel bíró rendszer biztosan spontán átmegy valamelyik $\varphi_k \exp \left[-\frac{2\pi i}{h} H_k t \right]$ vagy $\varphi_H \exp \left[-\frac{2\pi i}{h} H t \right]$ állapotfüggvényű állapotba. Mivel pedig a megfelelő átmeneti valószínűségek értéke $|c_k|^2$ ill. $|c_H|^2 dH$, ugyanakkor a lehetséges átmenetek összessége egymást kizáró események teljes rendszerét alkotja, ezen események összegének bekövetkezési valószínűsége 1. Nyilvánvaló, hogy a diszkrét spektrumu Hamilton-operátorral bíró rendszer esetében az egymást kizáró események összegét érintő

$$\text{összefüggés} \quad \sum_{k=1}^{\infty} |c_k|^2 = 1 \quad \text{alaku, ugyanez az összefüggés}$$

folytonos spektrumu időtől független Hamilton-operátor

$$\text{esetében} \quad \int_{H_{\alpha}}^{H_{\beta}} |c_H|^2 dH = 1 \quad \text{alaku. A XII. axiómában eddig}$$

felírt összefüggések alakja elfajult spektrum esetén rendre a következő:

$$\psi = \sum_{k=1}^{\infty} \sum_{r=1}^{f_k} c_{kr} \varphi_{kr} e^{-\frac{2\pi i}{h} H_k t} + \int_{H_{\alpha}}^{H_{\beta}} \sum_{r=1}^{f_H} c_{Hr} \varphi_{Hr} e^{-\frac{2\pi i}{h} H t} dH,$$

$$\sum_{k=1}^{\infty} \sum_{r=1}^{\beta} |c_{kr}|^2 + \int_{\Pi_{\alpha}}^{\Pi_{\beta}} \sum_{r=1}^{\beta} |c_{Hr}|^2 dH = 1 .$$

$$\sum_{k=1}^{\infty} \sum_{r=1}^{\beta} |c_{kr}|^2 = 1, \quad \text{III.} \quad \int_{\Pi_{\alpha}}^{\Pi_{\beta}} \sum_{r=1}^{\beta} |c_{Hr}|^2 dH = 1 .$$

Térjünk most vissza annak megvizsgálására hogyan válik $\bar{\psi} = (\psi, \hat{0}\psi)$ időben állandóvá, akkor ha

$$\psi = \sum_{k=1}^{\infty} c_k \varphi_k e^{-\frac{2\pi i}{h} \Pi_k t} + \int_{\Pi_{\alpha}}^{\Pi_{\beta}} c_H \varphi_H e^{-\frac{2\pi i}{h} \Pi t} dH \quad \text{és} \quad \hat{0}\psi = \hat{0}\psi,$$

ahol $\hat{0}\varphi_k = \Pi_k \varphi_k$, ill. $\hat{0}\varphi_H = \Pi \varphi_H$ és $\hat{0}$ explicite független az időtől.

$$\bar{\psi} = (\psi, \hat{0}\psi) = \left[\sum_{k=1}^{\infty} c_k \varphi_k e^{-\frac{2\pi i}{h} \Pi_k t} + \int_{\Pi_{\alpha}}^{\Pi_{\beta}} c_H \varphi_H e^{-\frac{2\pi i}{h} \Pi t} dH \right],$$

$$\hat{0} \left[\sum_{l=1}^{\infty} c_l \varphi_l e^{-\frac{2\pi i}{h} \Pi_l t} + \int_{\Pi_{\alpha}}^{\Pi_{\beta}} c_H \varphi_H e^{-\frac{2\pi i}{h} \Pi t} dH \right]$$

$$= \left[\sum_{k=1}^{\infty} c_k \varphi_k e^{-\frac{2\pi i}{h} \Pi_k t}, \hat{0} \sum_{l=1}^{\infty} c_l \varphi_l e^{-\frac{2\pi i}{h} \Pi_l t} \right] +$$

$$+ \left[\sum_{k=1}^{\infty} c_k \varphi_k e^{-\frac{2\pi i}{h} \Pi_k t}, \hat{0} \int_{\Pi_{\alpha}}^{\Pi_{\beta}} c_H \varphi_H e^{-\frac{2\pi i}{h} \Pi t} dH \right] +$$

$$\begin{aligned}
 & + \left[\begin{array}{c} \Pi_\beta \\ \int c_{\Pi} r_{\Pi} e^{-\frac{2\Pi_1}{h} \Pi t} d\Pi, \hat{\theta} \sum_{l=1}^{\infty} c_l r_l e^{-\frac{2\Pi_1}{h} \Pi_l t} \\ \Pi_\alpha \end{array} \right], \\
 & + \left[\begin{array}{c} \Pi_\beta \\ \int c_{\Pi} r_{\Pi} e^{-\frac{2\Pi_1}{h} \Pi t} d\Pi, \hat{\theta} \int \frac{\Pi_\beta}{\Pi_\alpha} c_{\Pi} r_{\Pi} e^{-\frac{2\Pi_1}{h} \Pi t} d\Pi \end{array} \right] = \\
 & = \sum_{k=1}^{\infty} \sum_{l=1}^{\infty} c_k^* c_l (r_k^*, \hat{\theta} r_l) e^{\frac{2\Pi_1}{h} (\Pi_k - \Pi_l) t} + \\
 & + \sum_{k=1}^{\infty} \int_{\infty} \left[c_k^* e^{\frac{2\Pi_1}{h} \Pi_k t} \int \frac{\Pi_\beta}{\Pi_\alpha} c_{\Pi} r_{\Pi}^* \hat{\theta} r_{\Pi} e^{-\frac{2\Pi_1}{h} \Pi t} d\Pi \right] dV + \\
 & + \sum_{l=1}^{\infty} c_l e^{-\frac{2\Pi_1}{h} \Pi_l t} \int_{\infty} \left[\frac{\Pi_\beta}{\Pi_\alpha} c_{\Pi} r_{\Pi} e^{-\frac{2\Pi_1}{h} \Pi t} d\Pi \right]^* \hat{\theta} r_l dV + \\
 & + \int_{\infty} \left[\left[\frac{\Pi_\beta}{\Pi_\alpha} c_{\Pi} r_{\Pi} e^{-\frac{2\Pi_1}{h} \Pi t} d\Pi \right]^* \cdot \frac{\Pi_\beta}{\Pi_\alpha} c_{\Pi} \hat{\theta} r_{\Pi} e^{-\frac{2\Pi_1}{h} \Pi t} d\Pi \right] dV = \\
 & = \sum_{k=1}^{\infty} \sum_{l=1}^{\infty} c_k^* c_l e^{\frac{2\Pi_1}{h} (\Pi_k - \Pi_l) t} (r_k, \hat{\theta} r_l) + \\
 & + \sum_{k=1}^{\infty} \left[c_k^* e^{\frac{2\Pi_1}{h} \Pi_k t} \cdot \int \frac{\Pi_\beta}{\Pi_\alpha} c_{\Pi} e^{-\frac{2\Pi_1}{h} \Pi t} (r_k, \hat{\theta} r_{\Pi}) d\Pi \right] +
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & + \sum_{l=1}^3 \left[c_l e^{-\frac{2\pi i}{h} \Pi_l t} \cdot \int_{\Pi_\alpha}^{\Pi_\beta} c_{\Pi}^* e^{\frac{2\pi i}{h} \Pi t} (r_{\Pi}, \hat{\theta} r_l) d\Pi \right] + \\
 & + \int_{\mathfrak{B}} \left[\int_{\Pi_\alpha}^{\Pi_\beta} \int_{\Pi_\alpha}^{\Pi_\beta} c_{\Pi}^* c_{\Pi'} e^{\frac{2\pi i}{h} (\Pi - \Pi') t} r_{\Pi}^* \hat{\theta} r_{\Pi'} d\Pi d\Pi' \right] dV = \\
 & = \sum_{k=1}^3 \sum_{l=1}^3 c_k^* c_l e^{\frac{2\pi i}{h} (\Pi_k - \Pi_l) t} (r_k, \hat{\theta} r_l) + \\
 & + \sum_{k=1}^3 c_k^* e^{\frac{2\pi i}{h} \Pi_k t} \cdot \int_{\Pi_\alpha}^{\Pi_\beta} c_{\Pi} e^{-\frac{2\pi i}{h} \Pi t} (r_k, \hat{\theta} r_{\Pi}) d\Pi + \\
 & + \sum_{l=1}^3 c_l e^{-\frac{2\pi i}{h} \Pi_l t} \cdot \int_{\Pi_\alpha}^{\Pi_\beta} c_{\Pi}^* e^{\frac{2\pi i}{h} \Pi t} (r_{\Pi}, \hat{\theta} r_l) d\Pi + \\
 & + \int_{\mathfrak{B}} \left[\int_{\Pi_\alpha}^{\Pi_\beta} \int_{\Pi_\alpha}^{\Pi_\beta} c_{\Pi}^* c_{\Pi'} e^{\frac{2\pi i}{h} (\Pi - \Pi') t} r_{\Pi}^* \hat{\theta} r_{\Pi'} d\Pi d\Pi' \right] dV = \\
 & = \sum_{k=1}^3 \sum_{l=1}^3 c_k^* c_l e^{\frac{2\pi i}{h} (\Pi_k - \Pi_l) t} (r_k, \hat{\theta} r_l) +
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & + \sum_{k=1}^{\infty} c_k^* e^{\frac{2\pi i}{h} \Pi_k t}, \int_{\Pi_\alpha}^{\Pi_\beta} c_{II} e^{-\frac{2\pi i}{h} \Pi t} (r_k, \hat{\theta} r_{II}) d\Pi + \\
 & + \sum_{l=1}^{\infty} c_l e^{-\frac{2\pi i}{h} \Pi_l t}, \int_{\Pi_\alpha}^{\Pi_\beta} c_{II}^* e^{\frac{2\pi i}{h} \Pi t} (r_{II}, \hat{\theta} r_l) d\Pi + \\
 & + \int_{\Pi_\alpha}^{\Pi_\beta} \int_{\Pi_\alpha}^{\Pi_\beta} c_{II}^* c_{II'} e^{\frac{2\pi i}{h} (\Pi - \Pi') t} (r_{II}^* \hat{\theta} r_{II'}) d\Pi d\Pi' .
 \end{aligned}$$

A fenti egyenlőségsorban figyelembe vettük az alábbi egyenlőségeket:

$$\begin{aligned}
 \text{(a)} \quad & \int_{\infty}^{\infty} \left[c_k^* e^{\frac{2\pi i}{h} \Pi_k t}, \int_{\Pi_\alpha}^{\Pi_\beta} c_{II} r_k^* \hat{\theta} r_{II} e^{-\frac{2\pi i}{h} \Pi t} d\Pi \right] dV = \\
 & = c_k^* e^{\frac{2\pi i}{h} \Pi_k t}, \int_{\Pi_\alpha}^{\Pi_\beta} \left[\int_{\infty}^{\infty} c_{II} r_k^* \hat{\theta} r_{II} e^{-\frac{2\pi i}{h} \Pi t} dV \right] d\Pi,
 \end{aligned}$$

$$\text{(b)} \quad \int_{\infty}^{\infty} \left[\left[\int_{\Pi_\alpha}^{\Pi_\beta} c_{II} r_{II} \exp\left(-\frac{2\pi i}{h} \Pi t\right) d\Pi \right]^* \hat{\theta} r_l \right] dV =$$

$$\begin{aligned}
 &= \int_{\mathbb{H}_\alpha}^{\mathbb{H}_\beta} \left[c_{\mathbb{H}}^* e^{\frac{2\pi i}{\hbar} \mathbb{H} t} \left(\int_{\infty} v_{\mathbb{H}}^* \hat{O} v_{\mathbb{H}} dV \right) \right] d\mathbb{H} = \int_{\mathbb{H}_\alpha}^{\mathbb{H}_\beta} c_{\mathbb{H}}^* e^{\frac{2\pi i}{\hbar} \mathbb{H} t} (v_{\mathbb{H}}^* \hat{O} v_{\mathbb{H}}) d\mathbb{H}, \\
 &\int_{\infty} \left[\int_{\mathbb{H}_\alpha}^{\mathbb{H}_\beta} c_{\mathbb{H}}^* c_{\mathbb{H}}^* e^{\frac{2\pi i}{\hbar} \mathbb{H} t} d\mathbb{H} \cdot \int_{\mathbb{H}_\alpha}^{\mathbb{H}_\beta} c_{\mathbb{H}} \hat{O} v_{\mathbb{H}} e^{-\frac{2\pi i}{\hbar} \mathbb{H} t} d\mathbb{H} \right] dV = \\
 &= \int_{\infty} \left[\int_{\mathbb{H}_\alpha}^{\mathbb{H}_\beta} \int_{\mathbb{H}_\alpha}^{\mathbb{H}_\beta} c_{\mathbb{H}}^* c_{\mathbb{H}} e^{\frac{2\pi i}{\hbar} \mathbb{H} t} \cdot e^{-\frac{2\pi i}{\hbar} \mathbb{H}' t} v_{\mathbb{H}}^* \hat{O} v_{\mathbb{H}} d\mathbb{H} d\mathbb{H}' \right] dV
 \end{aligned}$$

Mivel $\hat{O}\mathbb{H} = \hat{\mathbb{H}}\hat{O}$, és egyik operátor sajátértékspektruma sem elfajult, a két lineáris hermitikus operátor sajátfüggvényei közösek. Így $\hat{O}v_{\mathbb{H}} = O_{\mathbb{H}} v_{\mathbb{H}}$ és $\hat{O}v_{\mathbb{H}'} = O_{\mathbb{H}'} v_{\mathbb{H}'}$. Ezt valamint a sajátfüggvények Kronecker- ill. Dirac-típusú ortonormáltságát figyelembe véve \mathbb{U} -ra kapott előző végeredményünk az alábbi alakot ölti:

$$\sum_{k=1}^{\infty} |c_k|^2 O_k + O_0 + \int_{\mathbb{H}_\alpha}^{\mathbb{H}_\beta} \int_{\mathbb{H}_\alpha}^{\mathbb{H}_\beta} c_{\mathbb{H}}^* c_{\mathbb{H}'} e^{\frac{2\pi i}{\hbar} (\mathbb{H} - \mathbb{H}') t} O_{\mathbb{H}} \delta(\mathbb{H} - \mathbb{H}') d\mathbb{H} d\mathbb{H}'$$

ugyanis

$$\int_{\infty} \left[\int \frac{H_{\beta}}{H_{\alpha}} \frac{H_{\beta}}{H_{\alpha}} c_{II}^* c_{II'} e^{\frac{2\pi i}{h}(H-H')t} \varphi_{II}^* \hat{O} \varphi_{II'} dIII' \right] dV =$$

$$= \int \frac{H_{\beta}}{H_{\alpha}} \frac{H_{\beta}}{H_{\alpha}} c_{II}^* c_{II'} e^{\frac{2\pi i}{h}(H-H')t} \left(\varphi_{II}^* \hat{O} \varphi_{II'} \right) dIII' \quad \text{-ben}$$

$(\varphi_{II}^* \hat{O} \varphi_{II'}) = 0_{II'} \delta(H-H')$, továbbá a 2. és 3. tag azonosan nulla, mert ezek olyan határozott integrálok, melyek integrandusai nullák, ami a határozott integrálokat mint ismeretes nullává teszi. A szóbanforgó integrandusok azért tűnnek el, mert bennük szorzótényezőként $(\varphi_k, 0_{II} \varphi_{II}) = 0$, $(\varphi_{II}, 0_{II} \varphi_{II'}) = 0$ alakú és ilyen összefüggéseket kielégítő integrálok szerepelnek. Ezen integrálok azért zérusok, mert φ_k és φ_{II} ill. φ_{II} és $\varphi_{II'}$ egymásra ortogonálisak, hiszen \hat{H} különböző sajátértékéhez kell tartozniuk. Látható, hogy a végeredményül kapott

$$\sum_{k=1}^{\infty} |c_k|^2 0_k + \int \frac{H_{\beta}}{H_{\alpha}} \frac{H_{\beta}}{H_{\alpha}} c_{II}^* c_{II'} e^{\frac{2\pi i}{h}(H-H')t} 0_{II'} \delta(H-H') dIII'$$

kifejezés az időtől független. Ez az első tag esetében annak a következménye, hogy a c_k kifejtési együtthatók az időtől függetlenek. A második tag integrandusa explicite függ az időtől, ezért ezen tag időtől való függetlenségét részletesebben kell megvizsgálnunk. Ezen tag alakja a következő:

$$\int_{H_\alpha}^{H_\beta} \int_{H_\alpha}^{H_\beta} c_{H'}^* c_{H'} e^{\frac{2\pi i}{h} (H-H')t} \delta(H-H') dH dH' =$$

$$= \int_{H_\alpha}^{H_\beta} \left[\int_{H_\alpha}^{H_\beta} c_{H'}^* c_{H'} e^{\frac{2\pi i}{h} (H-H')t} \delta(H-H') dH \right] dH'$$

Tekintsük most a szögletes zárójelen belüli integrált. Az integrációs tartomány azon részén, ahol $H \neq H'$, az integrál járuléka zérus a Dirac-féle deltafüggvény azon sajátossága miatt, hogy $\delta(H-H')=0$, ha $H \neq H'$. Az integrál zérustól különböző járulékot csak a $H = H'$ pontban ad, ahol $\delta(H-H')=\infty$. Ebben a pontban $\delta(H-H')$ olyan erősen válik végtelenné, hogy a végtelen kicsi pozitív dH -val való szorzata véges lesz. Mivel az integrációs tartomány $H = H'$ pontjában $\exp\left[\frac{2\pi i}{h}(H-H')t\right]=1$, és minden pontjában véges $c_{H'}$ és $c_{H'}^*$, az integrál is véges lesz a Dirac-féle δ -függvény előbb említett tulajdonságait is figyelembe véve. Ugyanakkor a tekintett integrál az időtől független is, mert ahol $\exp\left[\frac{2\pi i}{h}(H-H')t\right]$ expliciten függ az időtől, azaz a $H \neq H'$ integrációs tartománybeli pontokban az integrandus azonosan nulla, ahol pedig az integrandus nem nulla, azaz a $H = H'$ integrációs tartománybeli pontban, ott $\exp\left[\frac{2\pi i}{h}(H-H')t\right]$ egyenlő eggyel minden t -re, azaz végeredményben integrandusunk említett független lesz az időtől. Így az adódott, hogy az

$$\int_{H_{\alpha}}^{H_{\beta}} c_{H'}^* c_{H'} e^{\frac{2\pi i}{h} (H-H') t} \delta(H-H') dH$$

kifejezés véges, és független az időtől. Az időtől expliciten független \hat{O} operátorral reprezentált fizikai mennyiség átlagára kapott végeredményünk második tagja ezen integrál H' szerinti integrálja a $[H_{\alpha}, H_{\beta}]$ intervallumon. Emiatt ezen tag is véges, és az időtől független lesz. Mivel a szóbanforgó átlagértékre kapott végeredmény mindkét tagja időtől függetlennek bizonyult, maga az átlagérték is független lesz az időtől.

Összegezve azt kaptuk tehát, hogy ha egy rendszer Hamilton-operátora expliciten független az időtől, sajátérték-spektruma vegyes típusú és sajátértékei nem elfajultak, továbbá $\hat{O}\hat{H} = \hat{H}\hat{O}$, akkor egy az időtől expliciten független nem elfajult spektrumú lineáris, hermitikus operátorral reprezentált fizikai mennyiség várható értéke állandó lesz. A bizonyításban alapvetően támaszkodtunk az $\hat{O}\hat{H} = \hat{H}\hat{O}$ egyenlőségből fakadó azon tényre, hogy \hat{O} és \hat{H} sajátfüggvényei közösek. Ebből látszik, hogy $\psi_k \neq \varphi_k \cdot e^{-\frac{2\pi i}{h} H_k t}$ esetében $\hat{O}\hat{H} = \hat{H}\hat{O}$ szükséges \forall időbeli állandóságához, ellentétben a már szintén részletesen tárgyalt esettel, amikor $\psi_k = \varphi_k \cdot e^{-\frac{2\pi i}{h} H_k t}$ állt fenn: ekkor $\hat{O}\hat{H} = \hat{H}\hat{O}$ csupán elégséges, de nem szükséges \forall időbeli állandóságához.

Ha \hat{O} és \hat{H} sajátérték-spektruma elfajultak, a fentiekben közölt bizonyítás lényegében nem változik, mer \hat{O} -nak és \hat{H} -nak létezik közös teljes sajátfüggvényrendszere, melyet ha szükséges a Schmidt-féle ortogonalizációs eljárással

ortogonálissá is tehetünk. (Természetesen itt is feltettük, hogy $\hat{O}\hat{H} = \hat{H}\hat{O}$.) Az állapotfüggvényt ebben az esetben ezen teljes ortogonális rendszer szerint kifejtve, majd képezve az $\bar{O} = (\psi, \hat{O}\psi)$ kvantummechanikai várható értéket, az előző bizonyítás lépéseinek megismétlésével azt kapjuk, hogy \bar{O} most is időben állandó lesz. Ezt az eredményünket továbbfejlesztve egy fontos tételt vezethetünk le. Tegyük fel, hogy az időtől független Hamilton-operátoru rendszerállapotfüggvényét az elfajult spektrumu Hamilton-operátor és nem a fentiekben említett közös teljes ortogonális rendszer szerint fejtjük ki. \bar{O} -ra ekkor is azt kell kapjuk, hogy időben állandó, hiszen \bar{O} viselkedése nem függhet attól, hogy a rendszer állapotfüggvényét milyen teljes függvényrendszer szerint fejtjük ki. Mind a nem elfajult spektrumu, mind pedig az elfajult spektrumu esetben végzett bizonyítások elvégzésekor látszik, hogy \bar{O} időbeli állandóságához feltétlenül szükséges az $\hat{O}\varphi_k = 0_k \varphi_k$ és $\hat{O}\varphi_{II} = 0_{II} \varphi_{II}$, ahol $\hat{H}\varphi_k = H_k \varphi_k$, $\hat{H}\varphi_{II} = H_{II} \varphi_{II}$ egyenlőségek fennállása, melyek mindkét esetben automatikusan teljesültek. Ha az állapotfüggvényt csak \hat{H}_k vagy csak \hat{O} sajátfüggvényei szerint fejtjük ki, akkor akármelyik operátor sajátérték-spektrumának elfajultsága esetén a fentiekben szükségesnek talált egyenlőségek nem teljesülnek automatikusan, ugyanakkor nem zárható ki az sem, hogy teljesülnek. Mivel \hat{O} időbeli állandósága nem múlhat a kifejtéshez felhasznált teljes függvényrendszeren, és az említett egyenlőségek szükségesek \bar{O} időbeli állandóságához, ezen egyenlőségeknek teljesülniük kell, amiből pedig az következik, hogy \hat{O} és \hat{H} sajátfüggvényei még abban az esetben is közösek, ha akármelyikük, vagy mindkettőjük spektruma elfajult.

IRODALOM:

- [1] Marx György: Kvantummechanika, Hűszaki Könyvkiadó, Budapest, 1971.
- [2] Franczia Tamás: A kvantummechanikai impulzus eltolási szimmetriával történő bevezetéséről I. Acta Academiae Paedagogicae Agriensis XVII. Eger, 1984.
- [3] Franczia Tamás: A kvantummechanikai impulzus eltolási szimmetriával történő bevezetéséről II. Acta Academiae Paedagogicae Agriensis XVIII. Eger, 1987.

HIDAS KÁROLY

A SZOVJET ÉS MAGYAR ALSÓ- ÉS KÖZÉPISKOLAI TERMODINAMIKA TANTERVÉNEK ÖSSZEHASONLÍTÁSA

Abstract: (Comparison of Teaching Thermodynamics at Primary and Secondary Schools in Hungary and the Soviet Union) The author gives a short outline about the circumstances of teaching thermodynamics at primary and secondary schools in Hungary and the Soviet Union.

The analysis includes the requirements introduced in Hungary during the educational reform and the defects of the new programmes of the course of teaching thermodynamics. The problems of teaching thermodynamics in technical secondary schools are not treated in this paper, the author deals with the problems of teaching thermodynamics only at primary and grammar schools.

I. Bevezetés

1963-ban Kielben (NSZK) összeült a Gazdasági Együttműködési és Fejlesztési Szervezet (Organization for Economical Cooperation and Development), ahol a fizikatanítás akkori helyzetével foglalkozott. Megállapították, hogy a rohamos fejlődés és a régi iskolai nevelés között nagy a szakadék. Szükség van oktatási reformokra.

Az 1963. év előtti oktatásra jellemző volt, hogy:

- 1./ A tankönyvek tartalma és tárgyalási módja igen lemaradt a modern követelményektől.
- 2./ Új tárgykörök felvételével próbálkoztak ugyan, de ezek nem vezettek eredményre.

3./ Tananyaguk igen terjedelmes és nehezen tanulható.

4./ A technikai ismeretek bevezetése még nehezebbé tette az anyag tanulását. (1)

Lényegében az iskolai fizikaoktatásnak az a feladata, hogy a világról modern fizikai fogalmakat adjon. Az új iskolareformok ezidélgi tökéletes megvalósítása nem sikerült, mert "megtartotta magában a klasszikus fizika világát, és megpróbálták abba belenyomni a tudomány legújabb eredményeit. Az elemi részecske, az atom, a molekula jelenségeit nem lehet a makrovilág formáira és törvényeire visszavezetni."(2)

A következőkben a vizsgálatunkat csak a termodinamika tárgy körére terjesztjük ki és azt fogjuk elemezni.

Megállapítható, hogy mind a Szovjetunióban, mind nálunk nagy jelentőséget kapott az iskolai oktatásban a fizika, matematika és az idegen nyelv.

A természettudományok gyors fejlődése elengedhetlenül szükségessé tette, hogy az oktatásban új tankönyvel új tárgyalási móddal jelenjenek meg.

A magyar iskolarendszer valamivel jobb helyzetből indult 1945-ben, mint a Szovjetunió 1917-ben.

A Szovjetunióban a hétosztályos iskolarendszerről át kellett térni a tizenhárom osztályos rendszerre.

Az 1. táblázat tartalmazza a fizikaoktatás óraszámának megoszlását 1975-ig.

	VI.	VII.	VIII.	IX.	X.	XI.	XII.	XIII.
1. Szovjetunió	2/70	2/70	3/103	4/40	5/175	-	-	-
2. Magyarország	2/66	2/66	2/66	-	3/99	3/99	4/116	-

1. táblázat

Az egyes oszlopokban az első szám a heti, a második az éves óraszámot jelenti.

A második táblázat a jelenlegi 1986-os helyzetet mutatja be.

	VI.	VII.	VIII.	IX.	X.	XI.	XII.
1. Szovjetunió	2/68	2/68	3/102	4/136	5/175	4,5/154	-
2. Magyarország	2/64	2/64	2/64	2/64	2/64	3/96	3/84

2. táblázat

A két táblázatból, de majd később is látható, hogy a szocialista országokban megvalósuló fizikaoktatás fejlődésében több közös azonosság figyelhető meg. (3)

Az alsófokú iskolákban a termodinamika tanítása a régi konvencionális módszerekkel történik. Az új "forradalmi", hogy már nem használják a hő, a hőmennyiség régi formáját. Új arculatot kapott a termodinamika azáltal, hogy a molekuláris elmélet alapjait feltárja és a korosztálynak megfelelően alkalmazza a belsőenergia, a rendeződés, a "gulyók" ide-oda röpködésének valódi közelítését. A felépítés az anyag tárgyalásában viszont a korábbiaknak megfelelően alakult.

II. Termodinamika oktatása a Szovjetunióban

A szovjet iskola beindulása az elmaradt cári iskolarendszernek a teljes megváltoztatásával kezdődött. Az eltelt 70 év igen sok és lényeges változást jelentett az iskolai tanítás rendszerében.

A reform mindig helyes és korszerű célkitűzéseket jelentett, de módszerében a fizikaképzés a klasszikus elméletre épült. A fizikatanítása tartalmilag változott: a túlterhelés miatt többször kimaradtak anyagrészek, majd ismét visszakerültek a tantervbe. Már a 40-es években Gorjacs-kin így vélekedett ezekről a kérdésekről: "Az a kérdést, hogy az alapfokú fizika tananyagába bevezessük-e a molekula- és elektronelméletet, vagy

helyesebben ezen elméletek elemeit, nem tekinthetjük eldöntöttnek. Számunkra nem kétséges, hogy ezen elméletek elemeit okvetlenül bele kell a tantervbe venni." (4)

Véleménye szerint a kinetikai elmélet bevezetése megkönnyíti a tanult jelenségek fizikai lényegének elsajátítását. Ez az elmélet már nemcsak formális magyarázatot ad a hőmérséklet, a hőmennyiség stb. fogalmá-
ra.

A fizika oktatása a szovjet iskolákban kezdettől fogva kétfokozatú volt. Minden fokozaton olyan anyagot tanulnak a tanulók, amely megfelel megismerő képességüknek és szellemi érdeklődésüknek. Figyelembe vették azt is, hogy a fizika-tananyag kezdete a tanulók ifjú korára esik, amikor még túl sok elméleti elmélyülést nem kívánhatnak tőlük.

Az első fokozat a VI-VII. osztály fizika-anyag. A tanterv figyelembe vette azt a tényt, hogy a tanulók már elég sok ismerettel rendelkeznek a fizika területén (természetrajz-, földrajz-, matematikaórákon, valamint az életből szerzett ismeretek).

A VI. osztály anyagának vázlata az alábbiakban foglalható össze: Elemi mechanikai ismeretek (egyszerű mérések; a szilárd, csopptolyós és légnemű testek alapvető tulajdonságai, a mozgás-típusok, az erő, a munka és az energia). Ezeket az ismereteket heti két órában sajátítják el a tanulók.

A VII. osztály a termodinamika anyagával is foglalkozik. Jellemző a tanítás lényegére: "a tanterv azt ajánlja, hogy a hőjelenségek tanulmányozása a molekuláris kinetikai elmélet elemeinek a kifejtésével kezdődjék...". (5)

A tanterv javasolja a hőtan alábbi feldolgozását:

1. Bevezetés
2. A testek molekuláris szerkezete. A molekulák mozgása.
3. A testek hőtágulása
4. Hőátadás
5. Hőmennyiség
6. Az anyag halmazállapotának változása hevítés és hűtés esetén
7. A hő és a munka
8. Víz-, szél- és hőerőgépek

A második fokozat a VIII-IX-X. osztály fizika-anyag, amely az első fokozatban tanult anyagrészeket magasabb szinten tárgyalja. Alapvető elvként alkalmazzák a "molekula" (részecske, golyó-modell), az "energia" (elsősorban energia), a kölcsönhatások stb. elmélyített értelmezéseit.

Az áttekinthetőség kedvéért közöljük a termodinamikai anyagrészeket.

A IX. osztályban oktatásra kerülő termodinamikai anyag:

- 1./ Molekuláris kinetikai elmélet alapjai (pl.: a molekulák és az atomok, a diffúzió, a Brown-mozgás, a molekuláris mozgás szilárd, cseppfolyós és gáznemű testekben).
- 2./ a) Pascal, Dalton, Avogadro-törvényei, a Loschmidt-szám, a molekula tömege.
b) Boyle-Mariotte-törvénye
c) Gay-Lussac és Charles-törvénye
d) Az ideális és a reális gázok
e) Az abszolút hőmérséklet
f) A gázállapot egyesített egyenlete
g) Sűrített gázok alkalmazása
- 3./ A szilárd és folyékony testek kiterjedése
- 4./ A hőmennyiség mérése. A hő, a munka, az energia
- 5./ A testek halmazállapot-változásai
- 6./ Néhány meteorológiai ismeret
- 7./ A hőerőgépek.

Befejezésül összefoglaló adatokat közlünk a termodinamika óráinak számáról:

A VI. osztály: Termodinamikai részaránya kb. 18 óra.

VII. osztály: Termodinamikai részaránya kb. 31 óra.

Részletesebben:

- A hő és a munka kapcsolata kb. 14 óra
- Gázok viselkedése kb. 9 óra
- Gyakorlati vonatkozások kb. 8 óra

IX. osztály: Termodinamikai részaránya kb. 60 óra.

III. Termodinamika oktatása hazánkban

A termodinamika iskolai tanításának fejlődését tekintve négy fokozatot különböztetünk meg. (5)

Felsoroljuk azokat a problémákat is, amelyek az adott szemlélet alkalmazásával tárgyalhatók.

1./ A hőanyagelmélet. Alapfogalmai: a hőmérséklet, a hőanyag (hőmennyiség).

Az alapvető összefüggések:

- a) A hőmérséklet és egyéb fizikai paraméterek kapcsolata.
- b) Az a) alapján a hőmérsékleti skálák megállapítása és a hőmérők működési elve.
- c) A hőmennyiség és a hőmérséklet kapcsolata, kalorimetria.
- d) A halmazállapot-változások leírása. (A látens hő fogalmi bevitelének mesterkéltége.)
- e) A hő terjedésének módjai.

2./ A hő, mint molekuláris mozgás

(Egyelőre az energia-tétel nélkül). az 1.-hez kiegészítésként a következő kérdéskörök járulnak:

- a) A hőanyag-felfogás cáfolata. Hőanyag helyett a hőmennyiség kvalitatív molekuláris értelmezése (rendszerint homályos elgondolásokkal).
- b) Ezen elmélet keretében születik meg az a hipotézis, hogy a hőmérséklet arányos a molekuláris mozgás átlagsebességének négyzetével. (Ez csak ideális gázra véve igaz.)
- c) A megmaradási tétel a következő értelemben: adott esetben a hőmennyiség megváltozása a be- (ill.) kivezetett hő, valamint a sűrűlődkor keletkezett hő összegével egyenlő.
- d) Carnot: hőerőgépek hatásfoka. Hőből nem nyerhető korlátlanul mozgás.

3./ Mechanikai (energetikai) hőelmélet. (Clausius, Kelvin)

- a) A hőmérséklet fogalmának mélyebb értelmezését még nem adja.
- b) A hő és a munka energetikai egyenértékősége. Kezdetben kialakul a hőenergia fogalma, mely azonban konzekvensen nem érthető. Új fogalom a belsőenergia bevezetése.
- c) Új fogalom: az entrópia. Reverzibilis és irreverzibilis folyamat. A kompenzált és a nem kompenzált hő.
- d) Az abszolút hőmérsékleti skála.
- e) A kémiai potenciál, a kémiai affinitás.
- f) A molekuláris kinetikus elméletek. Az entrópia és az állapotváltozárúség.

4./ Modern termodinamika

A Magyar Tudományos Akadémia 1983-ban megtárgyalta a Gimnáziumi Fizikai tanterve c. anyagot, amelyről az alábbi véleményt közöljük:

- a) A Bizottság megállapította, hogy az új tanterv előrelépést jelentett a régiekkel szemben, mert kielégíteni igyekszik a világ természettudományos megismerése és a műszaki civilizáció egyre nagyobb előretörése által támasztott társadalmi igényeket. Az új tanterv vitathatatlan érdeme, hogy a figyelmet ráirányította az életünk és jövőnk szempontjából fontos modern fizikai jelenségekre.
- b) A Bizottság a jelenlegi tanterv koncepciójával több szempontból nem ért egyet, mert
 - a fizika oktatásának minden oktatási szinten induktív utat kell követni; kísérlet -- fenomenológia -- mikroszkópikus leírás -- alkalmazás sorrendben. A jelenlegi tanterv elvben elismeri az induktív utat, de gyakorlatban nem alkalmazza következetesen.
 - Átfogó érvényű elvek, törvények mély megértésén keresztül akarja kialakítani a gimnáziumi tanulóknál a fizikai világképet. Ezek az elvek azonban túl elvontak, megértésükhöz jól megemésztett kísérleti tényeken keresztül vezető induktív megközelítés és bonyolult matematikai apparátus lenne szükséges.
 - Túlzott mértékben van tekintettel a kapcsolódó tantárgyak (kémia, biológia) igényeire, de azokat megfelelő szinten kielégíteni nem tudja.

- Nagymértékben támaszkodik az általános iskolában szerzett ismeretekre anélkül, hogy az ott tanultakat magasabb szinten megismételné.
- c) A Bizottság a tanterv felépítésében a tradicionális -- esetleg egy pontmechanikával vagy fenomenológikus hőtanval induló -- utat tartja helyesnek, amely azonban nem követi a linearitás elvét, hanem magasabb szinten indokolt esetben megismétli az ismereteket.

Mi az alábbiakban legmodernebbnek vélt tankönyvek termodinamikai részét ismertetjük. A gimnáziumban mind a 4 osztályban tanítunk fizikát. A termodinamika témakörét két részre bontották. Az első osztályban és a negyedikben tanítják a molekuláris és statisztikus termodinamikát.

A Bizottság véleményét ismerve megállapíthatjuk, hogy a beindult általános iskolai könyvek elfogadottnak és megfelelőnek tekinthetők. Ugyanakkor a gimnáziumi tantervi anyag és annak feldolgozása még ma sem egységes. Jelenleg a gimnáziumokban minimum kétféle tankönyv szerint folyik az iskolai tanítás.

4.1. Termodinamika oktatása az általános iskolában

Vizsgáljuk meg nagyon röviden az általános iskolában folyó termodinamikai anyagot:

A VI. osztályban: a felmelegedéssel és a lehűléssel járó fizikai változások

További tagozódás: szilárd testek, folyadékok és gázok hőokozta változásának, valamint a halmazállapot-változások megfigyelése.

A VII. osztályban: az energia, az energia átalakulása, megmaradása.
Ezen belül: az energia mint a testek munkavégző képessége. A hőenergia mértékegysége. A hőforrások, a hővezetés, a hőáramlás, a hősugárzás vizsgálata. Hőfelvétel és hőleadás a halmazállapot-változások folyamán, a hőerőgépek.

Megítélésünk szerint az általános iskolai tankönyvek jók és jól használható, a tanár és a diák számára egyaránt.

4.2. Termodinamika oktatása a gimnáziumban

A gimnáziumi oktatásban két könyv használatos leggyakrabban.

A legmodernebbnek tekinthető a következő:

a) A gimnázium I. osztálya számára

Bakányi--Fodor--Marx--Sarkadi--Tóth--Új: Fizika I.

A tankönyv tagozódása:

- Sokaság (megfigyelés, kísérlet, modellezés, folyamatok, energia egyenletes eloszlása stb.)
- Hőmérséklet (gáz nyomása, pV szorzat vizsgálata, gázok energiája, hőkapacitás, fajhő stb.)
- Kölcsönhatás (golyók kölcsönhatása, forrás, lecsapódás, Boltzmann-állandó stb.)
- Rendeződés (rend és rendetlenség, hőtágulás, halmazállapot stb.)

b) Gimnázium IV. osztály számára:

Tóth Eszter: Fizika IV.

A könyv tagozódása:

- Statisztikus fizika (sűrűségeloszlás, energiaeloszlás, hőmérséklet, Boltzmann-eloszlás, entrópia, munka és hő, munkavégzés állandó hőmérsékleten stb.)
- Atomfizika
- Magfizika
- Asztrofizika és anyagfejlődés

Vizsgáljuk meg e két osztály anyagát. Az első osztályos könyv a hőtani és más fizikai alapjelenségek anyagszerkezeti magyarázatával foglalkozik. Ilyen pl.: megfigyelés, kísérlet, modellezés. A gázok modellezése. Mozgás és kölcsönhatás. Osztozkodás az energián. Megállapíthatjuk, hogy a könyv főleg a gázok, folyadé-

kok és szilárdtestek golyómodelljét tárgyalja és arra építi fel a makrovilágot. A jelenségek leírása, a fenomenológiai törvény megfogalmazása, a modell alapján nyert eredmény kísérleti ellenőrzése után a modell finomítása már nem mindenkor követik egymást helyesen. Az anyag molekuláris szerkezetére történő rávezetés nagyon jó. A következő fejezet a hőmérséklet értelmezése és a hőmérséklet megváltozásával kapcsolatos egyéb vizsgálatok.

Ide tartoznak a gáztörvények. A gáz energiájának megváltozása. A gázok fajhője és hőkapacitása. Ezek után kerül sor a kölcsönhatások tárgyalására. Termodinamikai célból a forrás és becsapódás témája kerül feldolgozásra. Végül elég felületesen bevezeti a tankönyv a Boltzmann-állandót. Megállapíthatjuk, hogy az új tankönyv merészen nyúl sok matematikai fogalomhoz, aminek a gimnázium első osztályában semmi alapja nincs.

A negyedik osztályban statisztikus fizika címszó takarja a termodinamikát. A szerző merészen tárgyal olyan részeket, melyeknek itt sincs meg a matematikai ismeret. Ilyen témák a sűrűségeloszlás. Az energiaeloszlás. Ezekután tárgyalja a hőmérséklet molekuláris értelmezését, Boltzmann-eloszlást. Végül az entropia fogalmát tanítják, mint a rendetlenségnek a mértékét.

c) Az előző pontokban ismertetett tankönyv mellett egyenrangú feltételek mellett nagy oktatói számban használják a Vermes Miklós által írt tankönyvet.

A felépítése könnyebben következő az előzőeknél és tárgyalási módja nem tartalmaz sok elvont, a tanulók által nehezen követhető koncepciókat.

Az I. o. tankönyvre még azt is mondhatjuk, hogy igen leegyszerűsített problémák felvetésével vezeti be a tapasztalati törvényeket. Az elvontnak tekintett molekuláris elméletet is tapasztalati törvényekre építi fel, s modellnek a molekulákat tekinti.

A tankönyv az alábbi fejezetekre épül:

- Néhány mechanikai törvény felidézése (az erő, sebesség, gyorsulás, impulzus, munka, energia stb.)
- Gázok viselkedése változatlan hőmérsékleten (gázok tulajdonságai. Boyle-Mariotte-törvény, gázmolekulák repülési sebessége, mozgási energiája, Avogadró-törvénye)
- Gázok viselkedése változó hőmérsékleten (Gay-Lussac-törvényei, egyesített gáztörvény, a gázok energiájának változása a hőmérséklettől, melegítés módjai, hőtan I. főtétele, hőerőgépek)
- Folyadékok viselkedése változatlan hőmérsékleten (Ebben a részben csak mechanikai kérdéseket tárgyalnak)
- Folyadékok viselkedése változó hőmérsékleten (hőkiterjedés, kalorimetrikus feladatok, párolgás, forrás, a kritikus állapot)
- Szilárd testek viselkedése állandó hőmérsékleten (Csak mechanikai kérdések tárgyalása)
- Szilárd testek viselkedése változó hőmérsékleten (vonalas hőtáplálás, a felmelegítéshez szükséges energia, olvadás és fagyás)

Az II. - III. osztályban termodinamikával nem foglalkoznak. A IV. osztályban a tankönyv 9 oldalon keresztül statisztikus fizika címmel ad termodinamikai képzést. A könyv három témakörben ad tájékoztatást -- másnak nem nevezhető -- a statisztikus fizikáról:

- Az egyenletes anyageloszlás tartalmazza az entrópiát: "A lehetséges cserék száma fontos mennyiség, mert arányos az eloszlás valószínűségével. A lehetséges cserék számának logaritmusát entrópiának nevezik. (Ez az entrópia fogalom egy speciális esete)." (6)
- A gázmolekulák sebességeloszlása ismerteti minden különösebb magyarázat nélkül a Maxwell-féle sebességeloszlási szabályt.
- A gáz sűrűségének függése a magasságtól lényegében "Elmélkedjünk léggömrünk nitrogén (és oxigén) molekuláinak viselkedéséről." (7) gondolat elemzi és közli a

$$P = P_0 e^{-\frac{mgh}{kT}}$$

formulát.

Megállapíthatjuk, hogy a Vermes Miklós által írt könyvek a konverzionális témákat dolgozza fel és a modernséget csak "befavetelt" nehezen érthető képletekkel képviseli.

IV. Összefoglaló magyarázat

A magyar és szovjet iskolákban folyó termodinamikai oktatás fejlődéstörténetében sok hasonlóságot mutat. A szovjet oktatásban a modell-szemlélet kialakítása még nem olyan, mint a magyar iskolákban. Ha az összehasonlítást elvégezzük, akkor lényegében a Vermes Miklós koncepciójához hasonlítható a szovjet termodinamika oktatása.

Természetesen ez nem jelenti azt, hogy a magyar iskolareform a legideálisabb. Hiszen a tankönyvekben liukrózódó oktatási koncepciók tovább növelték a tantervi problémákat. Megállapítható az is, hogy a magyar tantervi követelmény mennyiségileg és minőségileg is megterhelő diákra és tanárra egyaránt. A tankönyvel sok új megközelítést, különösen az I. osztályos tankönyvekben, számos jól végig gondolt tanulói és tanári kísérletet tartalmaznak, amelyek igen nagy értéket képviselnek.

Irodalomjegyzék

1. Barman, E.: A "Physical Science Corollite" és ennek reformjavaslatai az USA-ban folyó fizika tanítására.
(Praxis de Naturwissenschaften, Teil A.: Physik - Chemie 1960. 2. 53--55 old.)
2. Pustulnyik, I. -- Perner O.: Új fizikát az iskolában.
(Physik in der Schule 1963.. No 4. 121--126. old.)
3. Szabó Á.: A fizika mint tantárgy a szocialista országok iskoláiban.
A fizika tanítása 1986. 6. (184--190. old.)
4. Gorjacskin: Osnavna Skola programatiska struktura. 1964.
5. Dr. Fényes Imre: A termodinamika középiskolai tanításának néhány kérdése. (Középisk. tanárok továbbképzésén elhangzott előadásának különlenyomata 1963.)
6. Vermes Miklós: Fizika gimnázium IV. osztály. Tankönyvkiadó, Bp. 1987.
7. Hidasi K.: Hőtan alap- és középfokú oktatásának fejlődése 1968-ig néhány európai szocialista országban. Egri Ho Si Minh Tanárképző Főiskola Tudományos Közleményei (IX. 1971. 91. old.)
8. Reznikov, L. I.: A középiskolai fizikatanítás tartalmi és szerkezeti fejlődésének útja. (Fizika skole. 1963. No 4. 24--31. old.)
9. Schuster, G.: A fizikaoktatás modern terve (Der Mathematische und Naturwissenschaftenliche Unterricht. 1964/65. évf. 9. füzet 339--404. old.)
10. Cocroff Jolm: A fizika tanítása a modern világban (The School Science Review 1963. No 155. 12--22 p.)

KISS LÁSZLÓ

INTERFERENCIA-SPEKTROSZKÓPIAI GYAKORLATOK

ABSTRACT: *Interference-spectroscopical practices.*

In this paper we give instructions for the correct application of interference-spectroscopical resolution devices in teaching physics at teachers' training colleges.

We expound the assembling of the spectroscopes of plane-screen-type, the adjustment of the Lummer-Gehrcke-plate and the method of making interferometers of Fabry-Pérot-type more accurate.

We give the most important parameters of the above-mentioned devices. Practical instructions for the expedient usage of these instruments are also reported in the article.

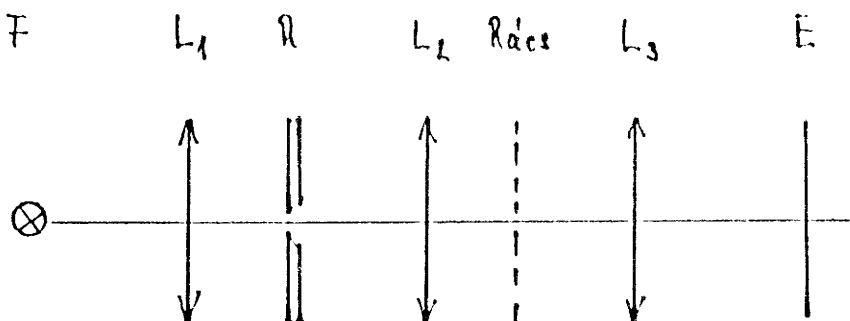
- I. A Ho Si Minh Tanárképző Főiskola fizika szakos hallgatói az optika és az atomfizika tanulmányozása során számos esetben találkozhatnak azzal a feladattal, hogy az elektromágneses spektrum adott tartományát soksugaras interferenciát megvalósító eszközökkel tanulmányozzák. A cél lehet az, hogy magának az elektromágneses hullámnak a tulajdonságait vizsgáljuk, illetve más esetekben a spektrum elég nagy felbontását kívánjuk elérni, anyagszerkezeti, atomfizikai ismeretek megszerzése céljából.

A következőkben ismertetem azokat a demonstrációs és mérőeszközöket, amelyekkel a térszakörben hallgatóink dolgoznak.

II. Demonstrációs optikai rács (transzmissziós).

Lengyel gyártmányu, gyártó: Fabryka Pomogy Naukowch, Varsó. Gyakorlatokon ismert hullámhosszuságú fényforrással (He-Ne lézer, $\lambda = 632.8 \text{ nm}$) határozzuk meg a rácsállandót (d), majd demonstrációs síkrácsos spektroszkópot összeállítva higany spektrállámpa intenzív vonalainak hullámhosszát határozzuk meg.

A kísérleti összeállítás vázlatja a következő:



1. ábra

A gyakorlat során az optikai padra a következő időrendi sorrendben célszerű felhelyezni az optikai elemeket:

Az R optikai rés, majd a kollimátorul szolgáló L_2 lencse.

- R az L_2 fókusz síkjában található - .

Ezután föltehetjük a mm-papírral bevont E ernyőt, és az L_3 kamaralencsét úgy, hogy az ernyő az L_3 fókuszszakjában legyen. Az F fényforrást - Hg spektrállámpa - helyére téve az ernyőn a rés éles, fehér színű képe jelenik meg. L_2 és L_3 közé tesszük az optikai rácst, és ezután az ernyőn a Hg spektrumát szemlélhetjük. A rés jobb kivillágítása érdekében F és R közé egy gyűjtőlencsét helyezünk, lehetőleg úgy, hogy F és R távolsága L_1 négyszeres fókusz távolsága legyen. Így élesen, fényerősen képezhetjük le a fényforrást a résre. [1,6]

Mint tudjuk, azokban az irányokban észlelhetünk erősítést, amelyekre

$$d \sin \alpha_k = k \lambda \quad (1)$$

feltétel teljesül. (d a rácshelyettesítő, $k = 1, 2, 3, \dots$). Az erősítés irányát meghatározhatjuk (2. ábra) f_3 -at és l_1 -t, - a szinképvonalnak a képközéptől való távolságát - megmérve a következő módon [4,5]:

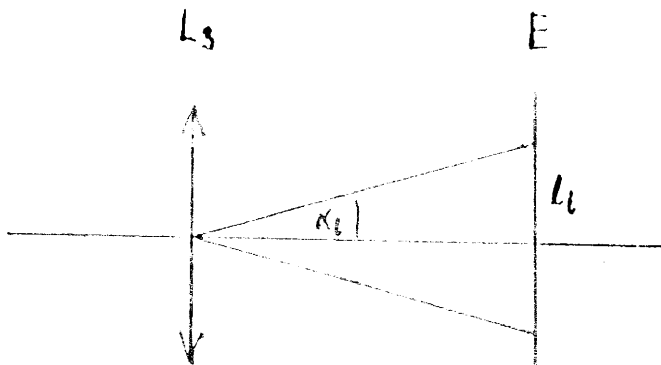
$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{l_1}{f_3}$$

Az ismert:

$$\sin \alpha = \frac{\operatorname{tg} \alpha}{\sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 \alpha}}$$

trigonometrikus összefüggést alkalmazva:

$$\lambda = \frac{d l_1}{k \sqrt{f_3^2 + l_1^2}} \quad (2)$$



2. ábra

HgE típusú - NARVA gyártmányú - spektrállámpát használva a higany 6-8 intenzív szinképvonalának hullámhosszát határozhatjuk meg első és második rendben.

(Az alkalmazott lencsék: $f_1=75$ mm, $f_2=140$ mm, $f_3=300$ mm).

III. Lummer-Gehrcke lemez

A Lummer-Gehrcke lemez nagy utkülönbségű, soksugaras interferenciát megvalósító optikai hontóelem.

Az általunk használt lemez:

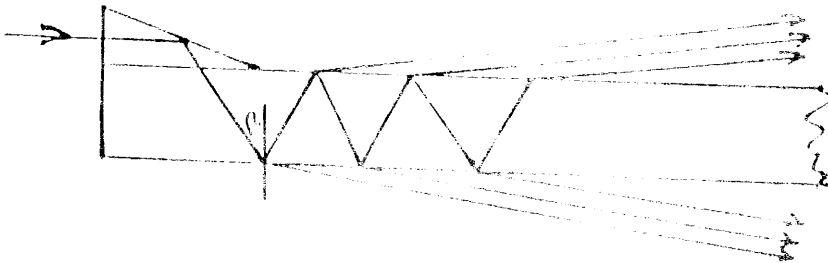
hossza: 149 mm,

szélessége: 22 mm,

vastagsága: 4.804 mm,

a prizma befogói: 17.55 mm, illetve 9.37 mm,

anyaga: ömlesztett kvarc.



3. ábra

A prizmára érkező párhuzamos fénynyaláb a prizmába jutva, annak átfogó lapján teljes visszaverődést szenved, majd belép a lemezbe. (3. ábra) A lemez döntésével, vagy a fénynyaláb prizmára való beesési szögének kismértékű változtatásával elérhetjük, hogy az α beesési szög közelítse a teljes visszaverődés határszögét. Ekkor a visszaverődő nyaláb intenzitása alig csökken, és nagyszámú, közel azonos intenzitású, koherens, lemezből kilépő nyalábot kapunk. [3,4,8]

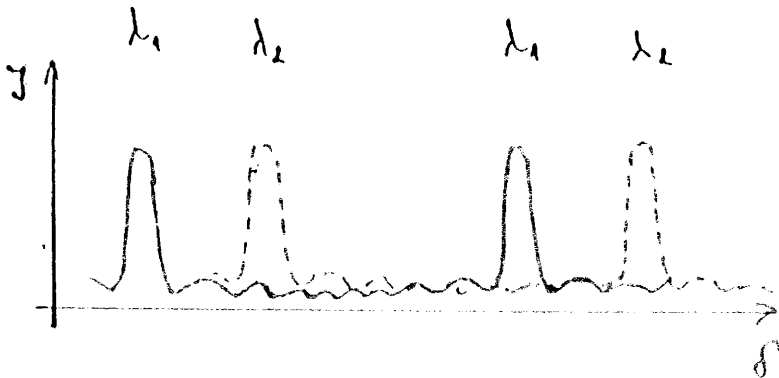
A párhuzamos nyalábok a végtelenben, vagy az eléjük helyezett gyűjtőlencse fókuszsjában találkoznak.

Az N számú nyaláb interferenciájából származó relatív intenzitás a nyalábok fáziskülönbségének függvénye, mégpedig:

$$I \sim \frac{(1-R^N)^2 + 4R^N \sin^2(N\delta/2)}{(1-R)^2 + 4R \sin^2(\delta/2)} \quad (3)$$

(R a reflexióképesség)

A fenti Airy-féle formulából kitűnik, hogyha a lemezre jutó fény λ_1 és λ_2 komponensből áll, az intenzitásmaximumok is kettőzötten jelentkeznek.



4. ábra

A lemezzel vizsgálhatjuk különböző számú nyaláb interferenciájának eredményét.

A prizmat He-Ne lézerrel megvilágítva, a lemezre papírlapot csusztatunk úgy, hogy előbb 2, majd 4, 8, 16 nyaláb interferáljon. A főmaximumok helye és a mellékmaximumok száma könnyűszerrel megállapítható és az Airy-féle formulával leírt relatív intenzitás függvényvel összehasonlítható. (A függvény grafikonját G-64-es számítógép segítségével jelenítjük meg.) A lemezt kevert fényvel megvilágítva, a fény spektrális felbontását érhetjük el.

A Lummer-lemez felbontóképessége surlódóan kilépő nyalábok esetén:

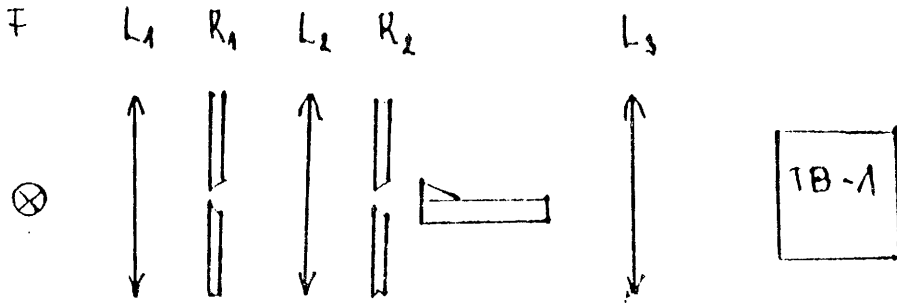
$$R_0 = \frac{1(n^2-1)}{\lambda} \quad (4)$$

Munkatartománya közel surlódó nyalábok esetén:

$$\Delta \lambda_{\max} = \frac{\lambda^2 (n^2 - 1)}{2e \left(n^2 - 1 - n\lambda \frac{dn}{d\lambda} \right)} \quad (5)$$

A Lummer-lemez igen fényerős interferométer. Fényereje, nagy felbontóképessége miatt különösen alkalmas spektrumok finomszerkezetének és a színekvonalak mágneses térben történő felhasadásának (Zeeman-effektus) megfigyelésére.

[3]. Egy kísérleti összeállítás vázlatja:

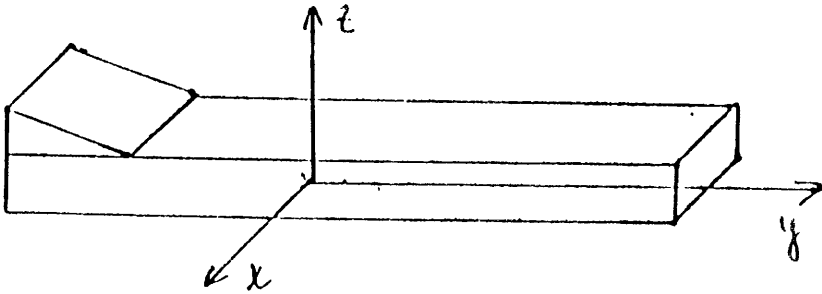


5. ábra

Az ernyő helyére helyezhetünk végtelenre állított távcsövet, vagy pl.: TB-1 típusu spektroszkópot úgy, hogy az L_3 lencsét elhagyó nyalábokat a spektroszkóp részére képezzük le.

A lemez beállítása:

A lemezt célszerű olyan tartóba befogni, hogy az három egymásra merőleges tengely körül elforgatható legyen.



6. ábra

A lemezt a fényutba helyezve, az L_3 lencse ernyő felőli oldaláról figyeljük meg. Ekkor a lemezen keresztirányú vízszintes fénycsíkok láthatók. - Ha ezek nem jelennének meg, a lemezt az x tengely mentén kell kismértékben forgatni. - Előfordulhat, hogy ezek a csíkok nem merőlegesek a hosszanti élre. Ekkor a z tengely körül kell forgatást végeznünk a kívánt merőlegesség eléréséig. Az y tengely körüli elforgatásra csak ritkán - ha a lemezt nem kellőképpen vízszintesen fogtuk be - van szükség.

A spektroszkóp rése elé fehér papírlapot helyezünk és ezen megfigyelhetjük a vízszintes interferenciacsíkokat. A kép közepe sötét, alatta és felette az áteső illetve visszavert nyalábok interferenciája látható. Előfordulhat, hogy a nem a képközéphez közeli interferenciacsíkok a legintenzívebbek. Ekkor ismét az x tengely körül billentjük kismértékben a lemezt, elérve, hogy éppen a vizsgálni kívánt hullámhosszúságu fény lépjen ki surlódóan.

(Megjegyzendő, hogy a lemezt a pontos beállításhoz általában legfeljebb néhány fokot kell tudni a különböző tengelyek körül forgatni.)

Az interferenciacsíkok élességének javításához két személy szükséges:

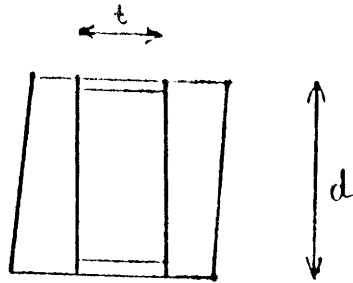
"A" megfigyelő a spektroszkóp távcsövében figyeli a vízszintes vonalsorozatot, "B" partnere pedig igen kis lépésekkel (0.1 mm) közelíti, illetve távolítja az L_3 lencsét a spektroszkóp részétől. A megfigyelő feladata az L_3 lencse optimális helyzetének jelzése.

Ha az L_3 lencse fókusztávolsága kicsiny - néhány cm - az interferenciacsíkok élesek, de igen közel kerülnek egymáshoz. Tul nagy fókuszu lencse esetén a csíkok élessége romlik le erősen. Célszerű olyan lencsét alkalmazni, hogy a kb. 8 mm magas résre 3-4 vízszintes vonal essék. (Összeállításunkban $f_3 = 300$ mm).

Az ilyen módon beállított Lummer-lemez segítségével pl.: a Cd 508 nm-es vonalának 0,5 T indukciójú mágneses térben történő normális longitudinális, vagy transzverzális felhasadása kényelmesen észlelhető, és mértéke meghatározható.

IV. A Fabry-Perot interferométer szintén nagy utkülönbségű, soksugaras interferenciát megvalósító optikai elem. Az általunk használt interferométer Ealing (angol) gyártmányu, demonstrációs interferométer.

A Fabry-Perot interferométer leglényegesebb része a két, üvegből készült, gyengén ék alakura csiszolt, köralaku üveglemez. [1,8].



7. ábra

Ezek egymás felé néző oldalal optikailag pontosan síkra csiszoltak, és többnyire alumíniummal bevonva igen nagy reflexióképességűek. ($R=80-90\%$)

A lemezre érkező fénynyaláb a tükröző felületeken többszörös visszaverődést szenved, és így amplitudóosztással nagyszámu, egymással koherens, közel azonos intenzitású nyalábot kapunk. Ezen nyalábok interferenciájának eredménye: periodikus interferenciakép, gyűrűrendszer. Ha az etalonot keverék fényvel világítjuk meg, a gyűrűrendszer is - hasonlóan a Lummer-lemezhez - többszörösen jelenik meg.

Az interferométer két legfontosabb értékmérője a felbontóképesség és a munkatartomány.

A Fabry-Pérot interferométer felbontóképessége:

$$R_g = \frac{2\pi t \sqrt{R}}{\lambda (1-R)}, \quad (6)$$

ahol t - a lemezek távolsága,

R - a lemezek reflexióképessége.

Munkatartománya közel merőleges beesésnél:

$$\Delta \lambda_{\max} = \frac{\lambda^2}{2t} \quad (7)$$

A formulából kitűnik, hogy a lemezek távolságának növelése a felbontóképesség növekedését, ugyanakkor a munkatartomány csökkentését eredményezi. [1,8]

Gyakorlatokon célszerű először a feladat megoldásához szükséges felbontóképességet megbecsülni, s a lemezek távolságát így meghatározni.

Az általunk használt interferométer lemezeinek átmérője: 28 mm, a lemezek távolsága mikrométercsavattal ellenőrzötten változtatható.

Az interferométer beállításához matt üveglappal eltakart NaE típusu spektrállámpát használunk. A fényutba a fényforrás és az etalon közé egy tűt állítunk. Távcsővön figyeljük az áthaladt fénynyalábot. Helytelen beállítás esetén a tű többszörös képét látjuk. Az interferométeren található két csavar segítségével az egyik tükör dőlésszögét változtatva, a képeket fedésbe kell hoznunk. Ekkor már interferenciacsíkok jelennek meg a látómezőben.

A még többnyire szabálytalan csíkrendszerből a tükör további finom állításával érhetjük el a gyűrűrendszer kialakulását. Az etalon beállítását célszerű kis tükrőtávolság, tehát nagy munkatartomány mellett végezni. Megjegyezzük, hogy a tükröző felületre szállt porszemek igen zavaró, és a beállítást megnehezítő interferenciát okoznak.

A Na spektrállámpa használata azért előnyös, mert kis lemeztávolság mellett a D_1 és D_2 vonal éles, erős kettős gyűrűképe jelenik meg, helyes beállítás esetén a lemezek távolságát megnövelve - a vonalak hiperfinom szerkezete

miatt - mindkét gyűrű között látható. [7]

Adott lemeztávolság mellett előfordulhat, hogy D_1 vonal sugara megegyezik a D_2 vonal sugarával. A fedés a tükrök távolságának néhány tízed milliméteres megváltoztatásával megszüntethető.

- V. A demonstrációs sikrácsos spektroszkóp összeállításától a Fabry-Perot etalon pontosságáig eljutva, hallgatóink az optika, az elektromágneses hullámok viselkedésének számos törvényét ismerik meg.

Meggyőződésünk, hogy ezen ismeretek elmélyítését, lényegi tulajdonságok felismerését az előbb említett demonstrációs eszközök megismerése, használata elősegíti.

Az érdeklődő és tehetséges hallgatók a Budó Agoston Tudományos Diákkörben a fenti eszközök "profli" változataival - most már az alapismeretek birtokában - a tudományos kutatómunkában is eredményesen tevékenykedhetnek.

IRODALOM

- [1] Budó A. - Mátrai T.: Kísérleti Fizika III. Tankönyvkiadó, Budapest, 1972.
- [2] Csekő Árpád: A Zeeman-jelenség szemléltetéséről. Fizikai Szemle, XXIII. évf. 280. old.
- [3] Kiss L. - Patkó Gy.: Transzverzális normális Zeeman-effektus demonstrálása. Ho Si Minh Tanárképző Főiskola Tud. Közl. Eger, 1979.

- 14] Löwe.F.: Interferenz - Messgeräte und Verfahren. VEB
Verl. Technik. Berlin, 1954.
- 15] Nebe. W.: Analytische Interferometrie. Akademische
Verlag, Leipzig, 1970.
- 16] Mátrai T.: Gyakorlati spektroszkópia. Hőszaki
Könyvkiadó, Budapest, 1963.
- 17] Simonyi K.: Elektronfizika. Tankönyvkiadó, Budapest,
1959.
- 18] Tolansky. S.: High Resolution spectroscopy. New York -
Chicago. 1947.

KOVÁCH LÁSZLÓNÉ

TEHETSÉGGONDOZÁS AZ EGRI FŐISKOLA FIZIKA TANSZÉKÉN

Abstract: (The Education of Talented Pupils at the Department for Physics of the Teachers' Training College in Eger) In 1978 the Ministry of Education of the Hungarian Peoples' Republic entrusted five cities in the country to establish courses preparing pupils to compete in the Pupils' Physical Olympic Games. The author of this paper, who is the leader of the preparatory course in Northern Hungary, gives an account of the work and the results of the course led by her.

Az Oktatási Minisztérium -- 1987-ben -- a Nemzetközi Fizikai Diák-olimpiára induló csapat kiválasztási körét és a keret előkészítését szélesíteni kívánta. Ezért öt vidéki városban előkészítő tanfolyam szervezésére kaptak megbízást az Eötvös Loránd Fizikai Társulat helyi vezetői. A kijelölt vidéki központok: Debrecen, Eger, Pécs, Szeged, Nagykanizsa, illetve jelenleg már Szombathely. A választás nem véletlenül esett ezekre a városokra, a döntés az eddigi munkával és eredményekkel magyarázható.

1977 augusztusában kaptam megbízást a tanfolyam szervezésére és vezetésére. Megindult területünkön a legjobb középiskolai tanulók kiválasztása. Az iskolákból küldött tanulók egy versenyen mérik össze tudásukat, s a legjobbak lehetnek a tanfolyam résztvevői.

Mivel Egerben területi tanfolyam működik, természetesen sok város gimnáziumaiból érkeznek a tanulók. Így Miskolcraól, Gyöngyösiről, Kazincbarcikáról, Salgótarjánból, Leninvárosból, Mezőkövesdről is jártak a foglalkozásainkra igen tehetséges középiskolások.

A tanfolyamnak a Ho Si Minh Tanárképző Főiskola fizikai tanszéke biztosított helyet. Egyes témakörökből a tanulók elméleti előadásokat hallgattak felsőfokon. Ezt követően versenyszintű -- a mindenkori témához kapcsolódó -- feladatok megoldása következik. A foglalkozások kéthetente 4--5 órában zajlanak. Az otthoni munka -- a foglalkozásokon feldolgozott

témákból -- elméleti problémák, illetve versenyfeladatok megoldásából áll. Az előadásokat, illetve a feladatmegoldó órákat a fizikai tanszék tanárai tartják. Így biztosított, hogy a tanulók kísérleteket lássanak, illetve kísérleti feladatokat oldjanak meg. Egy-egy témakör zárásaként versenyt rendeztünk a résztvevőknek. A legjobban szereplő tanulókat küldjük a Budapesten megrendezendő téli, illetve tavaszi ankétokra és a különböző versenyekre.

Az Egerben dolgozó csoport tanulói szép eredményeket értek el. A fűz év alatt 3 tanuló volt tagja az olimpiai csapatnak:

- 1./ Bene Gyula: 1979-ben a Szovjetunióban megrendezett XI. Nemzetközi Fizikai Diákolimpián harmadik díjat nyert, s ezzel a magyar csapat legeredményesebb tagja volt.
- 2./ Oszlányi Gábor: 1982-ben a Német Szövetségi Köztársaságban megrendezett XIII. Nemzetközi Fizikai Diákolimpián harmadik díjat nyert.
- 3./ Balogh Péter: 1987-ben a Német Demokratikus Köztársaságban megrendezett XVIII. Nemzetközi Fizikai Diákolimpián nyújtott teljesítménye alapján dícséretben részesült.

A KÖMAL fizika feladatmegoldó versenyében is előkelő helyezéseket értek el tanulóink. Így:

<u>1977--78-ban</u> Bene Gyula	I. díj B és III. díj C csoportban
Trócsányi Zoltán	VI. díj
Eszes László	VII. díj

Kísérleti feladat:

Salamon Ágnes III. díj

<u>1979--80-ban</u> Oszlányi Gábor	I. díj A csoport
Guba Kornél	IV. díj A csoport
Guba Kornél	II. díj C csoport

Kísérleti feladat:

Guba Kornél	II. díj
<u>1983--84-ben</u> Medve István	I. díj
Horváth Péter	VI. díj
<u>1985--86-ban</u> Marczin Attila	I. díj

Természetesen a pontversenyben minden tanulónk indult, nevük a sikeres megoldók között szerepelt, névszerint csak a legeredményesebbeket említettem.

Tanulmányi versenyek döntőibe is bekerült egy-egy tanulónk, pl.: Bene Gyula II. díj 1979., Salamon Zoltán III. díj 1982., Gönczöl Péter IV. díj 1981. és Lajos Gábor 1984.

A tíz év alatt kb. száz tagja volt a tanfolyamnak, ami évi átlagban 12--16 főt jelentett, hiszen sokan két, egyesek három éven keresztül jártak foglalkozásainkra. Volt tanítványaink közül sok végzett fizikus, mérnök, orvos dolgozik már az országban, illetve sokan járnak különböző egyetemekre.

Természetesen versenygyőztes, illetve olimpiai csapattag mindenki nem lehet. A visszajelzések szerint azonban kivétel nélkül mindenki sikeres egyetemi felvételi vizsgát tett.

Büszkék vagyunk a legjobbakra, de szívesen emlékezzünk mindenkire, hiszen valamennyien örömmel és keményen dolgoztak velünk.

Bízunk benne, hogy az elkövetkező években a fizikát szerető és magas fokon művelni képes középiskolások továbbra is sok munkát adnak nekünk, s ezentúl is jól kiegészíthetjük egymás munkáját a középiskolai kollégáinkkal.

Irodalom:

1. Kovács László: Vidéki olimpiai felkészítés
Fizikai Szemle 1979/4.

DOROTA OLENIACZ

ÁTTEKINTÉS A ZIELONA GÓRA-I TANÁRKÉPZŐ FŐISKOLA FIZIKA TANSZÉKÉN
FOLYÓ TUDOMÁNYOS KUTATÓ MUNKÁRÓL ÉS TANÁRKÉPZÉSÉRŐL

(FORDÍTOTTA: DR. MARTINOVITSNÉ DR. KUTAS ILONA)

Abstract: (A Review on the Scientific Research and the Training of School-Teachers at the Institute for Physics of the Teachers' Training College of Zielona Gora in Poland) This paper is written on the scientific research and the training of school-teachers at the Institute for Physics of the Teachers' Training College of Zielona Gora in Poland. In the field of physics we investigate the present day problems of the school-teachers' training at the Polish teachers' training colleges.

Előadásomban be kívánom mutatni tanszékünk tudományos kutatási területeit, valamint a fizikatanár képzés jelenlegi vitás kérdéseit. Elkerülhetetlen ehhez alapvető munkakörülményeink ismertetése, tehát tudományos kutató műhelyünk, didaktikai laboratóriumunk és személyi adottságaink vizsgálása.

A Kísérleti Fizikai Tanszéken és az Elméleti Fizikai Tanszéken összesen 12 oktató, 3 fizikus és 3 technikai munkatárs dolgozik. A két tanszékot a közeljövőben egyesítik. Három oktató elméleti témával foglalkozik, a többiek kísérleti témákkal.

A témák közül három országos kutatási program részét képezi, a többi egyéni kutatás. Ez utóbbiak egy részén doktori vagy habilitált doktori tudományos fokozat megszerzése érdekében dolgoznak.

Három tudományos kutató laboratóriumunk van. Kettőben szilárdtestfizikai kísérletes kutatásokat folytatunk. Alap kutatásaink témája: szilárdtestek felületének vizsgálata elektromos spektroszkópos módszerrel, valamint ferroelektritek vizsgálata radiospektroszkóppal.

A harmadik tudományos műhely az Akusztikai laboratórium, mely együttműködik a varsói Műszaki Alapkutatási Intézettel, valamint főisko-

lánk Ének-zene tanszékével. Központi témánk a "Hangintonáció mérési módszereinek kidolgozása" elnevezésű interdiszciplináris kutatási program része. Hat éve dolgozunk ezen a témán és az a célunk, hogy kidolgozzuk az új intonográfiai berendezések elméleti és műszaki alapelveit.

Egy három fős csoport elméleti mechanikai kérdésekkel foglalkozik. Erről már részletesen beszámolt Witold Ruzanek docens úr 1983-as egrri tartózkodása idején.

Didaktikai kérdésekkel is három fős csoport foglalkozik. Iskolai fizikaoktatás módszertani témában részt vesznek az "Oktatási rendszer korszerűsítése" elnevezésű országos alapkutatásban, mely egyben része a téma világszerte folyó kutatásának. Ha jól tudom, ebben magyar szakmódszertan-osok is résztvesznek. Kollégáink a "Tanulók eredményessége a fizika tantárgyban" elnevezésű témakörre öszpontosítanak. Mint ismeretes, ezek az eredmények messze elmaradnak az iskolai tantervi követelményektől.

Meggyőződésünk, hogy csak ilyen típusú kutatások eredményei alapján lehet módosítani az iskolai tantervet. A módosítás feltételezi a tanárképzési program tartalmi felülvizsgálatát, valamint optimális képzési módszerek kidolgozását, különös tekintettel a szakdidaktikai szempontokra.

Tudományos kutatásainkkal a társadalmi szempontból leginkább hasznosítható megoldások felé törekszünk, egyre inkább közelíteni kívánjuk kutatási témáinkat a pedagógusképzés specifikus kérdéseibe, mint például az általános iskolai és a középiskolai oktatás, valamint szakmánk tudományos kutató és oktató szakembereinek képzése.

Tanszékiünkön egyrészt nappali tagozatos fizikatanár képzés folyik másrészt -- általános vagy középiskolában tanító fizikatanárok számára -- proosztgraduális képzés.

Négy évvel ezelőtt törtünk át a négyévesről az ötéves nappali tagozatos magiszterképzésre. Az ötéves képzési rendszerben az első négy év az alaptantárgyak és kiegészítő tantárgyak oktatására van szánva, az ötödik év pedig speciál kollégiumokra, monográfikus kollégiumokra és a magiszteri dolgozat elkészítésére.

Az öt év alatt összesen 3600 tanórából 2745 szaktárgyi óra. Ebből 1170 előadás, 1575 óra pedig gyakorlat, laboratóriumi gyakorlat és szeminárium. A kötelező iskolai gyakorlat 10 hetes.

Ezen kívül a hallgatók számára kötelező a katonai foglalkozás, honvédelmi nevelés, testnevelés, összesen 660 órában.

A szaktárgyak a következők: Matematikai analízis, Algebra és geometria, Mérési adatok feldolgozása, a Fizika alapjai, A fizika matematikai módszerei, Elektronika, Numerikus módszerek programozása, elméleti mechanika, Kvantummechanika, Bevezetés az atomfizikába és a molekulafizikába, Bevezetés a szilárdtestek fizikájába, Elektrodinamika, Statisztikai fizika, Asztrofizikai csillagászat, Fizikatörténet, Gyakorlatok.

Minden hallgató számára kötelező az I. és II. fizikai laboratóriumi gyakorlat, fizika módszertani gyakorlat, csillagászat módszertani gyakorlat, elektronikai gyakorlat. A magiszteri laboratóriumi gyakorlat csak a kísérleti jellegű magiszteri dolgozatot írók számára kötelező.

Jelenleg Lengyelországban az összes felsőoktatási intézmény bizonyos szabadságot élvez az oktatási terv összeállításában, az egyes tantárgyak kötelező óraszámának meghatározásában, a tantárgyak bevezetésének sorrendiségében és az oktatás tartalmának megválasztásában.

A fizikai ismeretek gyors gyarapodása -- más szóhasználattal információrobbanás -- azt eredményezik, hogy mind a tantárgyak összeállításánál, mind az oktatási anyag tartalmában válogatni kényszerülünk. Ez tehát az első probléma. Fel kell tennünk a kérdést: Mi az a legfontosabb, amit meg kell tanítanunk? Mi az, ami elengedhetetlenül szükséges a kezdő fizikatanár számára?

A megfelelő kiválasztás kapcsolódik a második problémához: Az egyetemi oktatási programhoz viszonyítva mennyi szaktárgyi ismeretanyag maradjon a tanárképző főiskolák programjában?

Két elképzelés létezik. Az első a jelenlegi helyzethez közelíti a tanárképző főiskolát végzők szerezenek fizikából olyan általános tájékozottságot, amely nemcsak a tanári pályán való elhelyezkedésre teszi őket képessé, hanem arra is, hogy a fizika bizonyos területén kutatómunkát végezzenek. Ezen elgondolás szerint módszertant szakkolégium formájában a felsőbb évfolyamoknak kellene tanítani.

A másik elgondolás szerint már első évfolyamtól, a szakmai képzéssel párhuzamosan pedagógiai képzésben is részesíteni kellene a hallgatókat. Ez természetesen a fizika szaktárgyi anyagának bizonyos szűkítését vonná maga után.

Sem az egyik, sem a másik elgondolás nem veszi figyelembe a kétszakos tanárképzés lehetőségét, tehát azt, hogy a fizika, mint főlárgy mellé még egy második szakot is felvehessenek a hallgatók.

A kevés tanulócsoporthos iskolákban a heti fizika órák száma nem éri el egy tanár heti kötelező óraszámát, ezért a fizikatanárnak ilyen helyzetben másik tantárgyat is kell tanítania.

Latolgtatják mostanában az ilyen képzés lehetőségét, de az új elképzelésnek jelenleg nálunk éppen annyi pártolója van, mint amennyi ellenzője.

További kérdés merül fel: az ilyen típusú főiskolát végzetteknek mennyire lenne joguk önálló tudományos tevékenység folytatásához? Hiszen tudásszintje mind főszakjából, mind mellészakjából, valamint didaktikából is alacsonyabb az egyetemet végzettekéénél.

Hallgatóink jelenleg igen szabadon választhatják meg magiszteri dolgozatuk témáját. Írhatnak elméleti fizikából, a kísérleti fizika bizonyos problémájának monografikus feldolgozásából, fizikatörténetből, vagy végezhetnek kísérleti munkát kísérleti fizikából, vagy fizika módszertanból.

Ez utóbbi dolgozat-fajta mutatja meg leginkább, hogy a hallgató -- a szakmódszertanos főiskolai oktató irányításával ugyan, -- milyen mértékben készült fel a tanári pályára. Sajnos, mivel a fizika szakmódszertan nálunk igen fiatal tudományág, igen kevés fizika szakmódszertanos oktató van.

És éppen ez jelenti a következő problémát: hogyan lehet optimális egyensúlyt tartani a magiszteri dolgozatokban a modern fizikai ismeretek és a didaktikai problémák között?

Felmerül a kérdés, vajon a szakdolgozat témájának elsősorban az iskola igényeit kell kielégítenie, amely a végzős hallgató tevékenységi tere lesz, vagy -- a még elég szerény -- felsőoktatási didaktika igényeit, vagy kapcsolódjon inkább valamelyik olyan kutatáshoz, mellyel az oktatók foglalkoznak a tanszéken. Ezen utóbbi típusú magiszteri dolgozat a tudományos kutató képesség elmélyítését szolgálja.

Szakmai jellegű problémáinkon kívül a hallgatókkal végzett munka során igen sok társadalmi, közösségi jellegű probléma is adódik. A tanártól szaktárgyi tudásán, didaktikai ismeretein kívül széles körű felkészültsé-

get várnak el a társadalmi, közösségi tevékenységek terén is. Úgy szerezhethetnek jártasságot ebben a hallgatók, ha már főiskolás korukban bekapcsolódnak különböző társadalmi munkába. Napjainkban a turizmus és a sportmozgalom a legnépszerűbb a hallgatók körében. Szívesen vesznek részt a Lengyel Országismereti Turista Egyesület és az Egyetemi Sport Egyesület rendezvényein. Jóval kisebb aktivitást mutatnak a gyermekek között, például a Cserkész Szövetségben végzendő munka, valamint a kulturális és oktatási munka iránt. Kis lelkesedéssel vesznek részt a Tudományos Diákkörben is. Ennek a helyzetnek az az egyik oka, hogy a fizikaszakosokra viszonylag nagy megterhelést ró a kötelező laboratóriumi gyakorlatokra és a didaktikai gyakorlatokra való felkészülés. Valószínű azonban, hogy nem csupán ez az oka a hallgatók mérsékelt aktivitásának. Egyik legnagyobb problémánk az, hogy hogyan lehetne a hallgatókat úgy aktivizálni a széles értelemben vett társadalmi munka irányába, hogy ők maguk is örömet leljenek ebben a tevékenységben. Fontos feladatunk tehát, hogy megkeressük a módját, hogy hogyan lehet a tanszéki oktatók és hallgatók tevékenységét összekapcsolni az iskolai élettel. Tudományos és didaktikai laboratóriumainkat az iskolák rendelkezésére bocsátjuk -- ez az oktatási tárca által javasolt tudományos kutatási témához is kapcsolódik.

A másik képzési típus, a Csillagászati fizikai posztgraduális oktatás célja az aktív fizikatanárok szakismereteinek felfrissítése és bővítése. Ez a szak 3 féléves, összesen 360 órát jelent. Ebből 200 óra előadás, 160 pedig laboratóriumi- és szemináriumi gyakorlat. Minden szemeszterben 4 rövidebb és egy hosszabb konzultációt tartunk.

Az érvényes rendelkezések szerint az önálló tanszékek és intézetek saját belátásuk szerint alakíthatják oktatási programjukat, bizonyos kötelező keretjellegű előírások betartásával (tantárgyak száma és óraszám adott).

Az oktatásügyi tárcával azonban egyeztetjük a leendő hallgatók iránti elvárásokat, illetve tanszékeink személyi ellátottságát.

Az a legnagyobb probléma, hogy a posztgraduális képzésre jelentkezők igen különböző tudásszinttel rendelkeznek. Van közöttük fizikus diplomával rendelkező tanár és vannak nem fizikus diplomások, így földrajz, technika szakosok, sőt humán szakosok is. Legszerencsésebb két csoportra: fizika és nem fizika szakot végzettekre osztani a hallgatókat, az erre a

tagozatra jelentkezők száma azonban nem mindig teszi lehetővé, hogy több csoportot indítsunk, mivel a gyakorlatban van egy bizonyos előírt alsó csoportlétszám határ. Ezért aztán igen nagy problémát jelent az oktatási anyag összeállítása is. Komoly feladat elé állítja a posztgraduális képzés a tanszék oktatóit, mivel saját kutatási területükönél szélesebb anyagban állandóan firssen kell tartani ismereteiket. Ezenkívül törekedniük kell arra, hogy megismerjék az érvényes iskolai tanterveket, melyeket szintén mostanában alakítanak, modernizálnak.

A fizika tudományának gyors fejlődése sem hat e területen a stabilizálódás irányába. Mindez azt vonja maga után, hogy szükség van az ismeretek széles körben való állandó felfrissítésére.

Mind a főiskolai oktatóknak, mind az iskolai tanároknak el kell sajátítani, készséggé kell fejleszteni az ismeretátadás, az ismeretek népszerűsítésének leghatásosabb módszereit. Jelenleg egyik legfontosabb tényezőnk az, hogy az önképzés terén optimális megoldásokat keressünk.

Tanszékünkön a fentebb említett három tudományos laboratórium és egy didaktikai laboratórium van. Hallgatóink 30 gyakorlatot és I. Fizikai laboratóriumban, 6 gyakorlatot a II. Fizikai laboratóriumban kell teljesíteniük, valamint a tantervben előírt gyakorlatsorozatokat az elektronikai laboratóriumban és a didaktikai laboratóriumban.

A szakdolgozók magiszteri munkájukat a tudományos kutató laboratóriumaninkban készíthetik el. Így például a Akusztikai laboratóriumban nemcsak zenei akusztikai témákat kutatnak a hallgatók, hanem őket közelebb-ről érintő, például környezetvédelmi témákat, pl.: "Optimális akusztikai klíma kialakítása a tanteremben", vagy "Az akusztikai feltételek hatása a tanulók szellemi teljesítményére".

A tanárképzés optimális megoldásait keresve keressük a kapcsolatokat a baráti országok hasonló problémákkal küzdő fizika tanszékeivel, oktatógárdájával. Véleményem szerint a fent említett problémák egy része a többi fizika tanszéken sem ismeretlen. Reméljük, hogy sikerül szorosabb kapcsolatot kialakítani, mely lehetővé teszi bizonyos közös megoldások kidolgozását, illetve a tapasztalatok és a kiadványok folyamatos cseréjét.

Úgy véljük, hogy szomszédaink eredményeinek megismerése elősegíti azt, hogy tanszékünkön tökéletesíteni tudjuk a fizikatanár képzést.

DR. PATKÓ GYÖRGY

AZ ALKALI-HIDRID MOLEKULÁK ELEKTRONSÁV-SZINKÉPE

ABSTRACT: *In this paper we have compiled a comprehensive report on the results of the experimental investigations of the electron band spectra of alkali-hydride molecules. In the identification of the individual bands some well-known lines with definite wavelengths can be applied well, therefore in the article we have reported some characteristic wavelengths in the case of some alkali-hydride molecules.*

A tanszékünk optikai mérőhelyein foglalkozunk a hidrogén, az alkáli fémek és az alkáli-hidrid molekulák optikai spektrumának vizsgálatával. E téma kísérleti művelésének laboratoriumi feltételeit tovább javítottuk egy FOS-2 síkrácsos spektrográf beszerzésével, üzemeltetésével.

Ebben a dolgozatban rövid összefoglaló referátumot állítottunk össze az alkáli-hidrid molekulák elektronsáv szinképeinek kísérleti vizsgálatában elért eredményekről. Tapasztalatunk szerint a kísérleti munkánál a megfelelő sávok azonosításánál ismert hullámhosszok jól használhatók, ezért néhány fontosabb jellemző hullámhosszat is közlünk. A terjedelmesebb, könnyen hozzáférhető irodalomjegyzéket a kutatásban bekapcsolódó munkatársak, intenzív pedagógus továbbképzésen aktuális záródolgozatot író kollégák, szakdolgozatot készítő hallgatók részére közöljük.

A LiH molekulasáv szinképet először W. Watson (1), és O. Nakamura (2) középfontású spektrográffal fényképezte, ezért a Σ - Σ sáv a kiszámolt molekulaállandók nem voltak irodalmi pontosságúak. A LiH és LiD optikai spektrumának pontos feldolgozása F.H. Crawford és T. Jorgensen (3) nevéhez fűződik. Crawford és Jorgensen kísérleti eredményei elméleti vizsgálódások alapjául is szolgáltak.

R. Velasco (4) a LiH molekula abszorpciós spektrumát fényképezte le az ultrahelyi spektrum tartományban.

A LiH jellemző vonalai a $\Sigma - \Sigma$ és $\Pi \leftarrow \Sigma$ sávokban.

$A^1 \Sigma^+ - X^1 \Sigma^+$ sáv hullámhosszai:

v'	v''	λ_0 (nm)	v'	v''	λ_0 (nm)
0	2	429,73	3	0	372,02
1	2	424,52	4	0	367,20
2	2	418,93	5	0	362,33
1	1	402,07	6	0	357,46
2	1	397,07	7	0	352,64
3	1	391,85	8	0	347,88
2	0	376,72	9	0	343,22

$B^1 \Pi \leftarrow X^1 \Sigma^+$ sáv hullámhosszai:

v'	v''	λ (nm)	v'	v''	λ (nm)
0	1	303,38	0	0	291,30
1	1	302,18	1	0	290,25
2	1	301,76	2	0	289,86

A LiH irodalomjegyzéke:

- (11) Watson W., Phys. Rev. 32. 600. 1929.
- (12) G. Nakamura, Z.P., 218 1930.
- (13) F.H. Crawford and T. Jorgensen, P.R., 47. 932. 1939.
- (14) R. Velasco. Canad. J. Phys., 35. 1204. 1957.
- (15) Koczka Edit: A LiH magasabb elektronállapotai
Ho Si Minh Tanárképző Főiskola Fizikai Tanszéke
Szakdolgozat, Eger, 1971.

A NaII molekula szinképet E.H. Johnson (6) majd T. Hori (7)(8) fényképezte és analizálta. Fontosabb eredményeket ért el E. Olsson (9) és R.C. Fankhurst (10). Kísérleti eredményeiket tanszékünkön is reprodukáltuk. (11)(12).

A NaH jellemző vonalai a $\Sigma - \Sigma$ sávban:

v'	v''	λ (nm)	J	v'	v''	λ (nm)	J
5	1	437,65	4	7	0	404,95	7
6	1	430,97	5	8	0	399,15	9
7	1	424,43	5	9	0	393,49	10
4	0	423,14	0	10	0	387,99	10
8	1	418,06	4	11	0	382,65	9
5	0	416,97	2	12	0	377,48	9
6	0	410,90	5	13	0	372,49	9

A NaII irodalma:

- (6) E.H. Johnson., Phys. Rev. 20.89. 1927.
- (7) T. Hori, Z.P., 62. 352. 1930.
- (8) T. Hori, Z.P., 71. 478. 1931.
- (9) E. Olsson, Z.P., 93. 206. 1934.
- (10) R.C. Fankhurst. Proc. Phys. Soc., 62. 191. 1949.

- [111] Patkó György: A Nall elektronsávjaikra vonatkozó spektroszkópiail kutatások eredményeinek rövid áttekintése.
Ho Si Minh Tanárképző Főiskola Tud. Közl. X. Eger, 1972
Separátum: 569. (309-316. old.)
- [112] Patkó György: A Nátriumhidrid $\chi^1\Sigma^+$ - $\Lambda^1\Sigma^+$ sávjal emissziós spektrumának rotációs analizise.
Ho Si Minh Tanárképző Főiskola Tud. Közl. XI. Eger, 1973
Separátum: 596. (305-316. old.)
- [113] Balázs Magdolna: A Nall $\Lambda^1\Sigma$ - $\chi^1\Sigma$ (v,2) sávjainak kiértékelése számítógépen. Szakdolgozat HSM TKF Fizika Tanszék Eger, 1972.
- [114] Nguyen Minh Giang: A Nall molekula $\chi^1\Sigma$ - $\Lambda^1\Sigma$ sávrendszere (0,0) (1,0) (2,0) (3,0) (4,0) (5,0) sávjainak kiértékelése.
HSM TKF Fizika Tanszék, Szakdolgozat Eger, 1976.

A KI spektrumát G.M. Almy és G.D. Hause (15) fényképezte, majd T. Hori (16) és S. Imanishi (17), (18) analizálta.

A KH Σ - Σ sávjának fontosabb hullámhosszai G.M. Almy és A. Beller (19) munkássága alapján:

v'	v''	λ (nm)	v'	v''	λ (nm)
2	2	561,34	5	0	487,02
3	2	552,87	6	0	480,20
4	2	544,47	7	0	473,67
5	2	536,23	8	0	467,22
3	1	525,90	9	0	460,00
4	1	518,33	10	0	454,75
5	1	510,83	11	0	448,77
6	1	503,40	12	0	442,97
7	1	496,06	13	0	437,35

1966-ban J.R. Bartky (20) lefényképezte a KI abszorpciós spektrumát és egyetlen sáv rotációs analízisét dolgozta fel, majd megismételte S. Imanishi mérésével alapján a $KD \Lambda^1 \Sigma$, állapotára vonatkozó vibrációs analízisét és ennek nyomán a vibrációs kvantumszámokat hárommal G.M. Almy és C.D. Hause vibrációs számozását kettővel növelte.

A KI irodalma:

- [15] G.M. Almy and C.D. Hause, P.R., 42. 242. 1932.
- [16] T.Hori. Mem.Kyojun Coll. Eng., 6. 1. 33. 1933.
- [17] S. Imanishi, Nature 143. 165. 1939.
- [18] S. Imanishi, Paperst, Inst. Phys. Chem.Res. Tokyo 39. 45. 1949.
- [19] G.M. Almy and A. Betler, P.R., 61. 476. 1942.

A RbII $\Sigma - \Sigma$ sávjának analízisét A.G. Gaydon és R.W.P. Peatse (21) végezték először, s munkájuk alapján a jellemző vonalak:

v'	v''	λ (nm)	J	v'	v''	λ (nm)	J
1	2	587,14	8	6	1	519,38	8
2	2	578,34	10	4	0	509,81	5
3	2	569,62	10	3	0	502,81	5
4	2	561,01	8	6	0	493,93	5
2	1	550,29	7	7	0	489,21	7
3	1	542,39	8	8	0	482,63	5
4	1	534,58	9	9	0	476,22	5
5	1	526,89	9	10	0	469,99	4

J.R. Bartky (20) a RbD abszorpciós spektrumának tanulmányozása után rámutatott arra, hogy a RbII és RbD

spektrumai között az izotópméret adta összefüggés csak akkor áll fenn, ha Gaydon és Fearsé RbH-re vonatkozó analizisében a RbH $\Lambda^1\Sigma$ állapotán a v' számozást hárommal növeli.

A RbH irodalma:

[20] J.R. Bartky: J. Mol. Spectr. 21. 25. 1966.

[21] A.G. Gaydon and R.W.F. Fearsé. P.R.S. 173. 28. 1939.

A CsH molekula emissziós spektrumával G.H. Almy és H.P. Rassweiler (22) foglalkozott. Almy és Rassweiler $\Sigma - \Sigma$ sáv analizise alapján a jellemző hullámhosszak:

v'	v''	$\lambda(\text{nm})$	v'	v''	$\lambda(\text{nm})$
0	2	611,08	6	0	513,82
1	2	603,14	7	0	507,36
1	1	574,04	8	0	501,00
2	1	566,78	9	0	494,78
2	0	540,26	10	0	488,71
3	0	533,63	11	0	482,76
4	0	526,99	12	0	476,98
5	0	520,38	13	0	471,33

A CsD optikai spektrumok analizisét Császár L. - Koczás E. - Hátrai T. (23), J.R. Bartky (20) és Koczás E. (24) oldották meg. A dolgozatok szerzői a CsD abszorpciós spektrumának analizise alapján három egységgel növelték Almy és Rassweilerek által megadott v' kvantumszámozást.

A CsH irodalma:

- [22] G.M. Almy and H. Ransweiler P.R., 93. 890. 1938.
- [23] Császár L., Koczka E., Mátrai T. KFKI Közlemények 12. 175. 1964.
- [24] Koczka E.: Műszaki Egyetem Bp., Disszertáció 1960.

Megállapítható, hogy az alkáli-hidrid molekulák optikai spektrumára vonatkozó kísérletek, analízisek a Σ állapotok kutatásának kísérleti szakasza lezárult. Új fejezetet nyithat azonban az alkáli-hidridek szinképeinek kutatásában az a feltételezés, amely szerint figyelembe véve az alkáli-hidridek kémiai, fizikai, optikai spektrumainak feltűnő hasonlóságát, a LiH-hez hasonlóan a többi alkáli-hidrideknek is van II állapota.

ÖSSZEFOGLALÓ IRODALOMJEGYZÉK:

- [25] Mátrai Tibor: Gyakorlati spektroszkópia MK. Bp., 1963.
- [26] Dékány Irén: Az alkáli-hidridek és deuteridek irodalmi áttekintése 1955-1975-ig. Szakdolgozat. Eger, 1976.
- [27] G. Herzberg: Molekula-szinképek és molekula-szerkezet I. Akadémiai Kiadó Bp., 1956.
- [28] G. Herzberg: Molekula-szinképek és molekula-szerkezet II. Akadémiai Kiadó Bp., 1959.
- [29] Patkó Gy.: Az alkáli-hidrid molekulák kísérleti spektroszkópiái irodalmának rövid áttekintése. HSN TKF Tud.Közl. XIV.Eger, 1978. (447-450 old.) Separátum: 713.
- [30] Patkó Gy.: A kétatomos molekulák spektroszkópiájának alapfogalmai. HSN TKF Tud.Közl. XII. (349-355. old) Separátum: 633. Eger, 1974.

- [31] Franczla T.: An Analytical Method for Calculating Multicenter from GIF- π or STF- π Acta Academiæ Paedagogicae Agrientis 1986.
- [32] Franczla T.: An Analytical Method for Calculating Multicenter Integrals Built up from GIF- π or STF- π Book of Abstracts of the "WAIOC 87" World Congress
- [33] Franczla T.: Poster Session (PA 48) of the "WAIOC 87" Congress.

PATKÓ GYÖRGY -- BÁLINT JÓZSEF -- KUVÁCI LÁSZLÓNÉ -- VIDA JÓZSEF

A LENGYEL, MAGYAR ÉS A SZOVJET FIZIKATANÍTÁS ÉS FIZIKATANÁRKÉPZÉS HELYZETE ÉS ENNEK TÜKRÖZŐDÉSE A SZAKIRODALOMBAN

Abstract: This paper gives a review on the present day circumstances of teaching physics at primary and secondary schools in Poland, Hungary and the Soviet Union from the view-point of the educational reforms initiated in the above-mentioned countries. The authors write about the number of lessons a week per class and the ratio of the individual chapters within the subjects. At the end the article reviews the system of the education of the school-teachers of physics in the above-mentioned countries.

A tudományos-műszaki haladás mai körülményei között a fizikai képzettséggel szemben az igények egyre növekednek, és ez megköveteli az alsó-, középső- és felsőfokú fizikaoktatás tudományos színvonalának emelését. A fizika alapozó szerepet tölt be a modern technika, az energetika és számos más termelési folyamat fejlesztésében; megismerése elengedhetetlen összetevője a korszerű műveltségnek, és fontos eszköze a tudományos materialista világnézet kialakításának.

A fizikaoktatás tartalmának korszerűsítése és új, hatékonyabb módszereinek alkalmazása így sürgető szükségszerűséggé, mindennapi feladattá vált.

A testvéri országok ilyen irányú tapasztalatainak tanulmányozása és összevetése hasznos lehet, mind a fizikaoktatás módszertanával kapcsolatos sok részletkérdés kidolgozásához, mind pedig a fizikaoktatás elméleti alapjainak és céljainak gazdagításához.

Ezen a téren lehetőséget nyújt számunkra a Zielona Góra-i (Lengyelország) és Vlagyimir-i (Szovjetunió) tanárképző intézményekkel fennálló partnerkapcsolatunk.

E három partnerintézmény oktatóinak közös megegyezése, hogy mind a tanári, mind a hallgatói szakmai utak alkalmával fő feladatként a három

ország fizika szaktantráképzésének összehasonlítását, vizsgálatát tűzi ki célul.

A megszerzett tapasztalatok realizálására utat nyilhat az a Intézőzat, amely a magyaroroszági általános iskolai tanárok számára az 1985--1986. tanévtől kezdve újszerű, úgynevezett intenzív továbbképzést vezetett be. Az 1 éves tanfolyam befejeztével a résztvevők záródolgozatot írnak. Ennek kapcsán merült fel az igény a magyar oktatás előző szakaszainak, illetve a szomszédos országokban folyó oktató-, oktatásszervező munkának az alaposabb megismerésére.

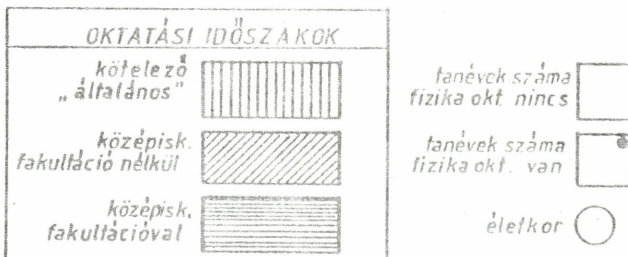
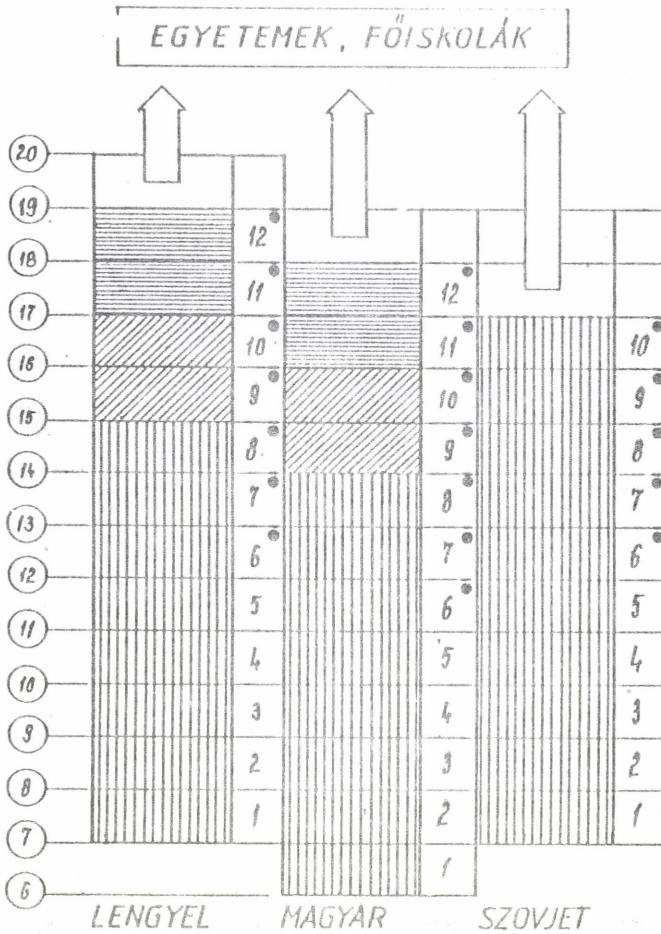
Ennek az igénynek a kielégítése készítette az egri Ho Si Minh Tanárképző Főiskola Fizikai Tanszékének néhány oktatóját -- a jelen tanulmány szerzőit -- arra, hogy vázlatos ismertetést adjanak e három ország fizikaoktatásáról, és viszonylag bőséges bibliográfiát állítsanak össze az elérhető és a feltevések szerint leginkább hasznosítható lengyel, magyar és szovjet forrásmunkákból.

Mindhárom szocialista állam alsó-, közép- és felsőfokú fizikatanításában új oktatási reformokat vezetnek be, ezért az összehasonlítás eredményeiből hosszútávra következtetések nem vonhatók le. Mégis úgy véljük, érdemes e témával behatóan foglalkozni, mert tudományos igényű módszerekkel megismerhetjük egymás fizikaoktatás pedagógiai módszerének rendszerét, és a jónak vélt fogásokat a lehetőségekhez mérten alkalmazzuk saját oktatási munkáinkban.

Az iskolai tanulmányokat mindhárom országban a kötelező jellegű alapfokú oktatás vezeti be. Jelentős eltérések mutatkoznak viszont ezek kezdetét, illetve tartalmát illetően. (Lásd I. sz. táblázat.)

A magyar elsősök kezdenek fiatalabban: a 6. életévük betöltését követő szeptemberben, lengyel és szovjet társaik 1 évvel később lépik át az iskola kapuit. A kötelező időszak viszont a Szovjetunióban a leghosszabb: 10 év. Ez már középfokú végzettséget ad és értelemszerűen utat nyit a főiskolákra, illetve az egyetemekre. Ettől eltérő, de egymással lényegében egyező a másik két iskolarendszer: a 8--8 évi kötelező tanulmányok befejezése után középfokon képezhetik magukat a tanulók, és így szerezhetnek jogot a felsőfokú ismeretszerzésre. Ideális esetben tehát a lengyelek 19, a magyarok 18, a szovjetek 17 éves korukban kezdenek meg tanulmányaikat az egyetemeken, illetve főiskolákon. Ugyanebben s sorrendben hét--hét,

illetve öt évig tanulnak fizikát, mindegyik esetben a 6. iskolai évtől kezdve és ezt a tárgyat végig megtartva.



I. sz. táblázat

Ezek után vizsgáljuk meg e három országban VI. osztálytól a XII. osztályig a fizikaoktatás óraszámait, heti bontásban:

1974--1975. tanterv:

Ország	VI.	VII.	VIII.	IX.	X.	XI.	XII.	összesen:
Lengyel	2	3	3	3	2	3	3	19
	64	96	96	102	68	102	90	618
Magyar	2	2	2	-	3	3	4	16,5
	66	66	66	-	99	99	116	512
Szovjet	2	2	3	4	5	-	-	16
	70	70	105	140	175	-	-	560

II. sz. táblázat

1985--1986. tanterv:

Ország	VI.	VII.	VIII.	IX.	X.	XI.	XII.	összesen:
Lengyel	2	2 3	2 3	3 4	3 4	2 3	2 3	19
	64	82	82	114	114	78	70	601
Magyar	2	2	2	2	2	3	3	16
	64	64	64	64	64	96	84	500
Szovjet	2	2	3	3	4 5	-	-	15,5
	68	68	102	136	154	-	-	528

III. sz. táblázat

A felszabadulás után a szocialista országokban, így a felsorolt országokban is többször került sor a fizikaoktatás reformjára. Ez -- amint a táblázatokból is kiderül -- nem az óraszám lényeges változását, hanem a tananyag tartalmának megújulását jelentette.

Az új programok célja az oktatás színvonalának emelése, a tananyag korszerűsítése, a fizika és más természettudományi tárgyak oktatásának szorosabb összekapcsolása, a természettudományos megismerés módszereinek ismertetése volt. A jelenlegi tanterv Magyarországon 1978-ban, Lengyelországban 1978-ban és a Szovjetunióban 1984-ben lépett érvénybe. Nézzük meg, hogyan alakult a fizikaoktatásban az egyes fejezetek aránya. A IV. sz. táblázat az egész fizika tananyagban belül az egyes fejezetek %-os arányát mutatja meg napjainkban.

Fejezet	LNK	MJK	SZSZK
Mechanika	31	27	33
Mol.fiz. és termodinamika	14	24	15
Elektrotechnika	29	26	30
Optika	10	6	10
Relativitáselmélet	1	1	1
Atom- és magfizika	4	13	5
Egyéb	1	3	6

IV. sz. táblázat

Amint látjuk a legtöbb időt a mechanika és az elektrodinamika tanítására fordítják, ezt e fejezetek gyakorlati jelentősége teszi szükségessé.

Az új programok értelmében növekszik a mechanika, az elektron- és kvantumelmélet jelentősége, s így a tananyag tengelyévé ezek váltak. A reform során a hagyományos fejezetek tartalma módosult. Új elemek is kerültek a tananyagba, mint például a foto-effektus elmélete, az elektron hullámter-mészete, a lézer, az irányított termionukleáris reakció vizsgálata stb.

Lengyel Népköztársaság

Az 1970-es évek elején az általános iskola felső tagozata (5.--8. osztályig) tanárait a hároméves pedagógiai főiskolákon képezték. Az 1983--84. tanévtől kezdve fokozatosan bevezették a pedagógusképzés új rendszerét, amely 1984-re fejeződött be.

Az egyetemi típusú intézmények közé tartoznak a pedagógiai főiskolák, melyek 5 év alatt képeznek fizikatanárokat. Az egyetemi és főiskolai típusú intézmények elkülönítése nem elnevezésük szerint történik, hanem aszerint, hogy melyik intézményben adnak a végzett hallgatóknak magiszteri címet. E tekintetben döntő szempont volt az oktatói kar tudományos kvalifikáltsága. 1984-ben valamennyi főiskola áttért a 4 éves képzési rendszerről az 5 éves képzési rendszerre. Az első 4 év alatt alap tantárgyak és kiegészítő tárgyak oktatásával, az 5. évben pedig speciális kollégiumok hallgatásával és a szakdolgozatok elkészítésével foglalkoznak.

Lengyelországban a felsőfokú intézmények bizonyos szabadságot élveznek az oktatási terv összeállításában, az egyes tantárgyak kötelező óraszámainak meghatározásában, a tantárgyak tanításának sorrendiségében és az oktatás tartalmának megváltoztatásában is.

Magyar Népköztársaság

1945 nyarán népi demokratikus forradalmunk egyik legjelentősebb kulturális eredménye az egységes nyolcosztályos iskola megteremtése volt. Így szűntek meg Magyarországon a gimnáziumok alsó osztályai, továbbá a polgári iskola és az elemi iskola közötti különbségek. Az általános iskola szakrendszerű oktatásának megteremtéséhez megfelelő pedagógusgárda képzése vált szükségessé. Így 1948-tól pedagógiai főiskolák felállítására került sor.

Az általános iskolai fizika szaktanárképzés fejlődése lényegében 3 szakaszra bontható:

Első szakasznak tekinthető a hároméves kétszakos képzési időszak 1948--

1954-ig; másodiknak a négyéves háromszakos képzési idő 1960-ig, míg a harmadik a négyéves kétszakos tanárképzés 1960-tól napjainkig. A jelenlegi képzésben a szakok egyenrangiak.

Szovjetunió

Ma már a fizikaszakos tanárképzés feladatait az egyetemek mellett döntően a 201 pedagógiai főiskola látja el. A fejlődés következményeként a 10 osztályos általánosan képző középiskolai fizikaszakos tanárok túlnyomó részét a pedagógiai főiskolákon képezik. A képzési idő 1 szak esetén 4 év, 2 vagy több szak esetén 5 év. Az 5 éves képzési idejű karokon a legkülönfélébb szakpárosítás lehetséges. A jelenlegi érvényes új tanterveket 1970-től vezették be.

Befejezésül utalunk arra, hogy a fizikatanárok iránti elvárás s ennek megfelelően a szaktanárok képzésének célja is -- mindhárom országban alapvetően különböző. A lengyel egyszakos speciálérték; magyar kollégáink két egyenrangú szakra képesítették, míg a szovjet kétszakos tanároknak egy fő és egy mellék szakjuk van. E gyakorlat kialakulásához az optimumra való törekvés vezetett, és ez önmagában is jelzi a sokféleséget. Egyben intő jel is arra, hogy egymástól tanulhatunk ugyan -- és kell is tanulnunk --, de egyedül üdvöztető, másolható receptek nincsenek.

Irodalom

Lengyelország

1. Az oktatási és nevelési rendszer fejlesztéséről szóló törvény.
OPKM D 14978
2. POLNY. R.: Reformok a Lengyel Népköztársaság általános liccumaiban.
Vergleichende Pädagogik, 1971. No 2. OPKM D 30191

3. PECHERSKI. M.: A lengyel iskolareform megvalósítása. Bildung und Erziehung. 1967. No 1. OPKM D 18552
4. DOBOSIEWICZ, St.: A szakoktatás tanterv reformja. Szkoła Zawodowa. 1966. No 6/7. OPKM D 18441
5. ZIELINSKA. Z.: A szakiskolai reform alapelvei. Chorzów 1966. OPKM D 18655
6. Az oktatásügy helyzetéről készített jelentés alaptételei és tézisei, Warszawa, 1973. OPKM D 30581
7. WILOCH. T.: A lengyel oktatási rendszer korszerűsítésére irányuló oktatás szervezete. Vergleichende Pädagogik, 1975. No 4. OPKM D 31424
8. A lengyel általános középfokú oktatás fokozatos bevezetésének programtervezete. Warszawa, 1973. OPKM D 30500
9. A Lengyel Népköztársaság Országgyűlésének 1973. okt. 13-i határozata a közoktatási rendszerről. Głos Nauczycielski. 1973. No. 43. OPKM D 30638
10. Viták a 10 osztályos iskola tanterviről. Głos Nauczycielski. 1976. No. 14. OPKM D 31454
11. GEZIERSKI. R.: Az általánosan képző középiskola tanterveivel foglalkozó vita küszöbén. Głos Nauczycielski. 1976. No 15. OPKM D 31455
12. A Lengyel Népköztársaság Országgyűlésének 1973. okt. 13-i határozata a középoktatási rendszerről. Głos Nauczycielski. 1973. No 43. OPKM D 30638
13. A Lengyel Népköztársaság oktatás- és nevelésügyi munkaprogramja az 1976--1980-as évekre. Dziennik Urzędowy Ministerstwa oświaty i wychowania, 15. marca 1976. No 3. 34--43. p. OPKM D 31437
14. Az általánosan képző középiskola tantervi tervezete. Az 1-3. osztályok tanterve. Warszawa. 1976. OPKM D 30251
15. Az általánosan képző 10 osztályos középiskola és az oktatásügyi reform fokozatos bevezetésének programja. Oktatás- és Nevelésügyi Minisztérium. Varsó. Iskolai és Pedagógiai Kiadó. 1974. 35. p.
16. PECHERSKI. M.: A lengyel iskolareform megvalósítása. Bildung und Erziehung. 1967. No 1. 31--43. p. OPKM D 18552
17. SOSNOWSKI. T.: Szakmai munkára előkészítés az általánosan képző középiskolában. Szkoła Zawodowa. 1966. No 6. 7--10. p. OPKM D 18432

18. Az iskolarendszer programja és folyamatos feladatai. Warszawa. 1975. OPKM D 31322
19. A lengyel általános középfokú oktatás folyamatos bevezetésének programtervezete. Warszawa. 1973. 45. p. OPKM D 30500
20. GEZIERSKI. R.: Az általános középiskola tanterveivel foglalkozó vita küszöbén. Glos Nauczycielski. 1976. No 15. 1--3. p. OPKM D 31455
21. POMYKALO. W.: A lengyel iskola a reform küszöbén. Revista de Pedagogie. 1976. No. 4. 76--78. p.
22. WALCZAK. M.: A szakoktatás az 1966--1970-es időszakban. Szkola Zawodowa. 1967. No 3. 5--6. p. OPKM D 19334
23. DOBOSIEWICZ. St.: A szakoktatás tanterv-reformja. Szkola Zawodowa. 1966. No 7/8. 2--9. p. OPKM D 18441
24. ZIELINSKA. Z.: A szakiskolai reform alapelvei. Chorzów. 1966. OPKM D 18655
25. Az iskolarendszer reformja és folyamatos feladatai. Warszawa, 1975. OPKM D 31322
26. A Lengyel Népköztársaság Országgyűlésének 1973. okt. 13-i határozata a közoktatási rendszerről. Glos Nauczycielski, 1973. No 43. 10--12. p. OPKM D 30638
27. Kilenc európai ország felsőoktatási struktúrája I. II. Budapest. 1976.
28. KUNZMANN. M.: Szakoktatási rendszer egyes szocialista országokban. Forschung der sozialistischen Berufsbildung. 1973. 3--56. p. OPKM D 31131
29. A Lengyel Népköztársaság oktatás- és nevelésiügyi munkaprogramja az 1976--80-as évekre. Dziennik Urzedowy Ministerstwa.

Magyarország

30. Bálint J. -- Berkesi J.: Világnézeti kérdések a fizikában. Általános iskola. Tk. Bp. 1984.
31. Balázs L.: Az új fizika tanterv tanításának tapasztalatai Heves megyében. V. Észak-magyarországi általános iskolai fizikatanári ankét. Heves. 1980.

32. Gecső E.: A Minisztertanács 81976. IV. 27. sz. rendeletének következményei a fizika tanításában. A fizika tanítása. 2. 1978.
33. Halász I.: Néhány gondolat az általános iskolában 1978-tól tanított fizika bemutatására. Fizikai Szemle 8. 1979.
34. Kovács B.: Az új tanterv és az iskola televízió fizikai műsorai. V. Észak-magyarországi általános iskolai fizikatanári ankét. Heves. 1980.
35. Marx Gy.: Mit tanítsunk fizikából? A fizika tanítása. 3. 1981.
36. Nyilas D.: Az új általános iskolai tanterv bevezetése elé. A fizika tanítása. 3. 1978.
37. Vidó I.: Az elemi szintű fizikaoktatás alakulása Magyarországon. Tud. Közl. XVI. Eger, 1982.
38. Tanterv az általános iskolák számára 162/1962. (M.K. 23.) módosítva a 114/1973 (M.K.9.) M.M. sz. utasítása alapján. Fizika 6--8. osztály 1974. Zrínyi Nyomda 74. 1022/4-2530.
39. Zátanyi S.: Az általános iskolai nevelés az oktatás terve tantervi útmutató. Fizika 6--8. osztály. I. Bp., 1977.
40. Zátanyi S.: Eredményvizsgálat témazáró feladatlapokkal (fizika 6--8. osztály) Országos Pedagógiai Intézet 1982.
41. Szabó Á.: A fizika, mint tantárgy a szocialista országok iskoláiban I. rész. A fizika tanítása 5. 1986. 154. old.
42. Szabó Á.: A fizika, mint tantárgy a szocialista országok iskoláiban II. rész. A fizika tanítása 6. 1986. 184. old.
43. Patkó Gy. -- Vida J.: Országos Általános Iskolai Fizikatanári Ankét Egerbe. Fizikai Szemle. 1981./9.
44. Mátrai I.: Százéves a mezőfizika. Heves, 1980.
45. Patkó Gy.: Fizika az egri tanárképző Főiskolán. Fizikai Szemle, Bp. 1979/8.
46. Bálint J. -- Hubai L-né -- Vida J. -- Vidó I.: Az HIV adásainak didaktikai, metodikai kérdései, különös tekintettel az 1978/1979-es 6. osztályos általános iskolai fizikasorozatra. Tévépedagógiai 1979/1.
47. Vidó I.: Visszapillantás az általános iskolai fizikaszaklárgyi véte-
ltekedőkre. Fizikai Szemle. Bp., 1979.

48. Kovách Lászlóné: Felvételi előkészítő munka az egyri Hó sí Minő Tanárképző Főiskola fizika taneszközén II. 2. kiadásra 1979.
49. Makronczy B.: Az általános iskolai fizikatanítás időszertől kérdései. A fizika tanítása. 1973.
50. Balázs S.: Lövekvéseink az eredményesebb fizikatanítáért. A fizika tanítása. 1972.
51. Kövesdi P.: A fizikaszakos tanárképzés alkalmazott oktatási formák kritikai vizsgálata a gondolkodásra nevelés szempontjából. A fizika tanítása. 1968.
52. Zátanyi S.: Tapasztalatok és javaslatok az általános iskolai fizikatanítással kapcsolatban. A fizika tanítása. 1972.
53. Lénárd F.: Az általános iskolai új fizikatantervének néhány problémájáról. A természettudományok tanítása. 1955.
54. Varga L.: Tanulmányozzuk az általános iskolai új fizikatantervet. A fizika tanítása. 1962.
55. Szombathy M.: JUPAP-kongresszus Egerben (1970). A fizika tanítása. 1971.
56. Paál I.: A szakközépiskolák új fizikatantervéről. A fizika tanítása. 1978.
57. Kedves F.: Általános iskolai fizikatanári ankét Egerben. A fizika tanítása. 1975.
58. Vidó I.: Felszabadulásunk vívmánya a 8. osztályos általános iskola. A fizika tanítása. 1975.
59. Vida J.: Általános iskolai fizikaszakos tanárok találkozója Hátrafüreden. A fizika tanítása. 1977.
60. Páhan I.: Javaslat a gimnáziumi fizikatananyag csökkentésére. A fizika tanítása. 1973.
61. Gecső E.: Egy nemzetközi pedagógiai felmérésről. A fizika tanítása. 1974.
62. Marvik M.: Javaslat a fizika versenyek szervezéséhez. A fizika tanítása. 1. sz.
63. Svéku O. -- Varga L.: Fizikatanárok nyári továbbképző tanfolyama. A fizika tanítása. 1965/5.
64. Varga L.: Az általános iskolai és a gimnáziumi tananyagcsökkentéséről. A fizika tanítása. 1973.

65. Az általános iskolai nevelés és oktatás terve FIZIKA 6--8. osztály. Oktatási Minisztérium. 1978.
66. A gimnáziumi nevelés és oktatás terve Fizika 1--4. osztály. Oktatási Minisztérium. 1979.
67. Kövesdi P. -- Bor P. -- Halász I. -- Kovács L. -- Miskolczi J-né: Fizika 6. Tk. Bp. 1986.
68. Kövesdi P. -- Bor P. -- Halász I. -- Kovács L. -- Szántó L.: Fizika 7. Tk. Bp. 1980.
69. Kövesdi P. -- Borifert D-né -- Halász I. -- Miskolczi J-né -- Szántó L.: Fizika 8. Tk. Bp. 1986.
70. Csákány A-né -- Károlyházi F.: Fizika 6. Tk. Bp. 1982.
71. Halász I. -- Miskolczi J-né -- Kovács L. -- Szántó L.: Fizika 6. Tanári kézikönyv Általános iskola Tk. Bp. 1985.
72. Bor P. -- Halász I. -- Kovács L. -- Miskolczi J-né -- Szántó L.: Hogyan tanítsuk a fizikát a 7. osztályban. Tk. Bp. 1979.
73. Halász I. -- Kovács L. -- Kövesdi P. -- Miskolczi J-né -- Szántó L.: Hogyan tanítsuk a fizikát a 8. osztályban. Tk. Bp. 1980.
74. Bakányi M. -- Fodor E. -- Marx Gy. -- Sarkadi J. -- Tóth L. -- Ujj J.: Fizika I. Tk. Bp. 1981.
75. Dede M. -- Isza S.: Fizika II. Tk. Bp. 1984.
76. Holics L.: Fizika III. Tk. Bp. 1984.
77. Tóth E.: Fizika IV. Tk. Bp. 1984.
78. Fodor E. -- Sarkadi J.: Fizika I. Munkafüzet Tk. Bp. 1984.
79. Dede M. -- Isza S.: Fizika II. Munkafüzet Tk. Bp. 1984.
80. Holics L.: Fizika III. Munkafüzet Tk. Bp. 1984.
81. Tóth E.: Fizika IV. Munkafüzet Tk. Bp. 1984.
82. Czimer L.: Fizika I. Mechanika I. Tk. Bp. 19780.
83. Czimer L.: Fizika II. Mechanika II. Tk. Bp. 1977.
84. Bor P.: Fizika III. Hőtan Tk. Bp. 1977.
85. Litz J.: Elektromosságtan I. Tk. Bp. 1978.
86. Litz J.: Elektromosságtan II. Tk. Bp. 1977.
87. Mátrai T. -- Patkó Gy.: Fénytan (Optika) Tk. Bp. 1980.
88. Kövesdi P.: Atomfizika Tk. Bp. 1977.
89. Veidner J.: A fizika tanítása Tk. Bp. 1976.
90. Veidner J.: Demonstrációs gyakorlatok Tk. Bp. 1977.

91. Kövesdi P.: Válogatott fejezetek az elméleti fizika köréből.
Tk. Bp. 1962.
92. Patkó Gy. -- Márkus J. -- Szabó L. -- Hidasi K. -- Kovács Lné --
Kiss L.: Fizikai praktikum I-II. Ik. Bp. 1986.
93. Budó Á. -- Pócza J.: Kísérleti fizika I. Ik. Bp. 1965.
94. Budó Á.: Kísérleti fizika II. Ik. Bp. 1968.
95. Budó Á. -- Mátrai T.: Kísérleti fizika III. Ik. Bp. 1977.
96. Mátrai T.: Gyakorlati spektroszkópia. Műszaki Könyvkiadó. Bp. 1963.

Szovjetunió

97. Pravda. 1958. dec. 25. 22. 1. Ford. sz.: OPKM D 13287.
98. Pravda. 1966. nov. 19. 323. sz. 1-2. Ford. sz.: OPKM D 18330.
99. Az SZKP XXV. kongresszusa. Kossuth Könyvkiadó. 1966. 95. 1.
100. "A Szovjetunió és a szövetségi köztársaságok közoktatási alaptörvénye" (tervezet). Izvesztyija. 1973. ápr. 5. 80. sz. 3-4. 1. Ford. sz.: OPKM D 30502.
101. Az általánosan képző középiskolák tanterve. Proszvescsenyije. Moszkva. 1968. 510. 1. Ford. sz.: OPKM D 19104.
102. A fakultatív foglalkozások bevezetéséről szóló új rendelet.
Ucsityelszkaja Gazeta. 1975. 12. sz. 1. 1. Ford. sz.: D 31512.
103. A szocialista országok 1973. és 1974. évi statisztikai évkönyvei;
a KGST népgazdasága. Statisztikai adatgyűjtemény. Budapest. 1974.
104. Az SZKP XXV. kongresszusa. Kossuth Könyvkiadó. 1976. 91. 1.
105. M. A. Prokofjev: Az iskolaiügy problémái a 10. öt éves tervben az SZKP
XXV. Kongresszusán hozott határozatok fényében. Szovjetszkaja Pedagogika. 1976. 7. sz. 3-13. 1. Ford. sz.: OPKM D 32552.
106. Kosztyaskin. E. G.: A 2000. év iskolájának néhány pedagógiai és
szervezeti kérdései. Szovjetszkaja Pedagogika. 1976. 4. sz. 102--
110. 1. Ford. sz.: OPKM D 31479.
107. Petrov. J. V. -- Belikov. A. P.: Az iskola és a termelés; a pályavá-
lasztás és az ifjúság beilleszkedése a munkába. Szovjetszkaja Pe-
dagogika. 1976. 2. sz. 42--47. 1. Ford. sz.: OPKM D 31442.

108. Az SZKP KB és a Szovjetunió Minisztertanácsának határozata a szakmunkásképzés rendszerének további tökéletesítéséről. Pravda. 1972. 181. sz. 1. 1. Ford.sz.: OPKM D 30273.
109. Az SZKP KB és a Szovjetunió Minisztertanácsa "A középfokú szakoktatási intézmények irányításának további tökéletesítéséről és a középiskolai végzettségű szakemberek képzésének megjavításáról" szóló határozata. Pravda. 1974. 250. sz. 1. 1. Ford. sz.: OPKM D 30975.
110. I. F. Obrazcov: Az OSZSZSZK középfokú szakoktatási intézményeinek új feladatai az SZKP KB XXV. kongresszusának tükrében. Szrednyeje szpecialnoje obrazovanyije. 1976. 9. sz. 2--10. 1.
111. Az SZKP KB és a SZU Minisztertanácsának határozata "A felsőoktatás továbbfejlesztéséről". Vesztnyk Viszsej Skoli. 1972. 8. sz. 3--7. 1. Ford. sz.: OPKM D 21102.
112. A felső- és középfokú szakoktatás feladatai az SZKP XXV. kongresszusa határozatainak megvalósítása terén. Bjuilleteny Minisztjeresztva vizssevoi szrednyevo szpecialnovo obrazovanyija SZSZSZR. 1976. 7. sz. 20--26. 1. (Fordítás alatt)
113. Babanszkij. J. K.: Az általánosan képző középiskolák pedagógusainak képzése a Szovjetunió pedagógiai főiskoláin. Vergleichende Pädagogik 1971. 3. sz. 263--283. 1. Ford. sz.: OPKM D 21051.
114. A Szovjetunió általánosan képző középiskoláinak szabályzata. Szovjetunió Közoktatási Minisztérium. Moszkva. 1968. 1--36. 1. Ford. sz.: OPKM D 19107.
115. Darinszkij. A. V.: A pedagógus továbbképzés rendszerének javítása. Szovjetszkaja Pedagogika. 1976. 8. sz. 9--17. 1. (Fordítás alatt)
116. Darinszkij. A. V.: Permanens képzés. Szovjetszkaja pedagogik. 1975. 1. sz. 16--26. 1. Ford. sz.: OPKM D 31159.

Rövidítések

OPKM : Országos Pedagógus Könyvtár és Múzeum

Tk : Tankönyvkiadó

VIDA JÓZSEF

A SPEKTRÁLIS FELBONTÓKÉPESÉG I.

ABSTRACT: *The purpose of this study is to give a method for us to apply the theoretical spectral resolution capacity in practical spectrometry.*

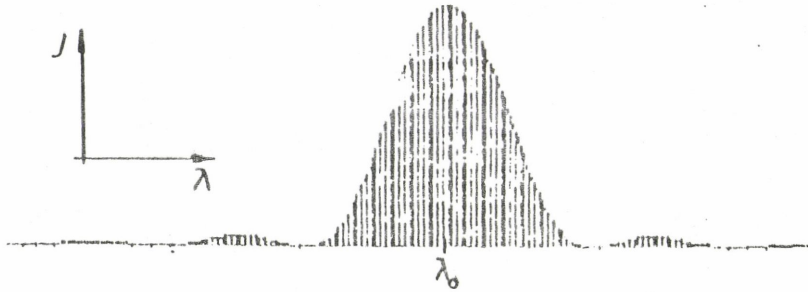
In this study the author deals with Rayleigh's criterion of the resolution capacity and examines the origin of the above-mentioned criterion as well. In the paper we have also applied computational methods.

A felbontóképesség a szinképelemző készülékek egyik lényeges jellemző adata, amely arra ad felvilágosítást, hogy a berendezés ("bontóelem") milyen közeli spektrumvonalakat képes még egymástól különválasztani.

A prizmás spektrográfai előállított szinképen a szinképvonalak tulajdonképpen a készülék résének a képei. Mégsem lehet a rés szűkítésével a vonalakat minden határon túl keskenyíteni lényegében négy okból kifolyólag: az a vonal természetes szélessége, a Doppler-hatás, az esetleges hiperfinom szerkezet és az optikai kép keletkezésének Abbe-feltétele [2,3,9].

Az elméleti felbontóképesség meghatározásánál figyelembe kell azt is venni, hogy a résnek még a szigorúan monokromatikus fényvel leképezett képe sem geometriai vonal, mert a fényelhajlás miatt a szinképvonal a hullámhosszának

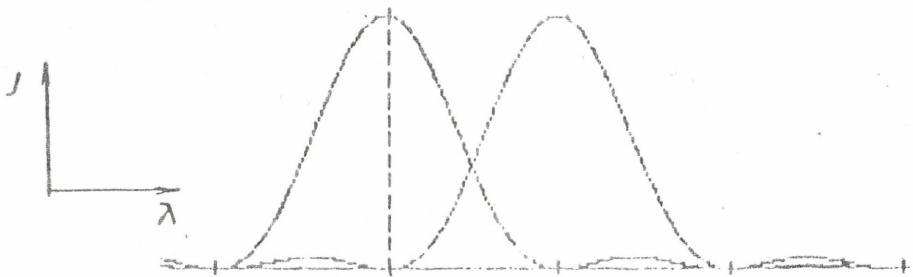
megfelelő helyen fő-interzításmaximum, majd ennek mindkét oldalán minimumok és egyre csökkenő maximumok jönnek létre (1. ábra) [2,61].



1. ábra: Rész képének intenzitáseloszlása.

Spektrográfias szinképelemzésnél a vonalak keskenyítésének határt szab még a fényérzékeny lemez emulziójának szemcsézettsége is [61].

Arra a kérdésre, hogy mikor tekintünk két közeli spektrumvonalat elkülönülőnek (felbontottnak), a felbontóképesség-kritériumok adják meg a választ.



2. ábra: A Rayleigh-féle felbontóképesség értelmezése

A réskép keletkezésének elhajlási elmélete alapján Rayleigh (azaz J.W.Strutt, 1879.) egy találta, hogy két szomszédos, egyenlő intenzitású szinkróvonal még két vonalnak látszik, ha az egyik főmaximuma egybeesik a másik első minimumával (2. ábra) [3]. (Ha ennél valamivel közelebb van a két vonal egymáshoz, még akkor is felbontottak esetlegesen, viszont nem rögzíthető a felbontóképesség reprodukálható vonaltávolsághoz).

A Rayleigh-kritérium vizsgálatához induljunk ki az egyetlen résen létrejövő Fraunhofer-féle fényelhajlásból, ahol a relatív intenzitásgörbét a

$$\frac{J}{J_0} = \frac{\sin^2 \alpha}{\alpha^2} \quad (1.)$$

adja (3. ábra). Az α az elhajlási szögnek, a résszélességnek és a hullámhossznak a függvénye [1,2,8].



3. ábra: Rés képének relatív intenzitásgörbéje

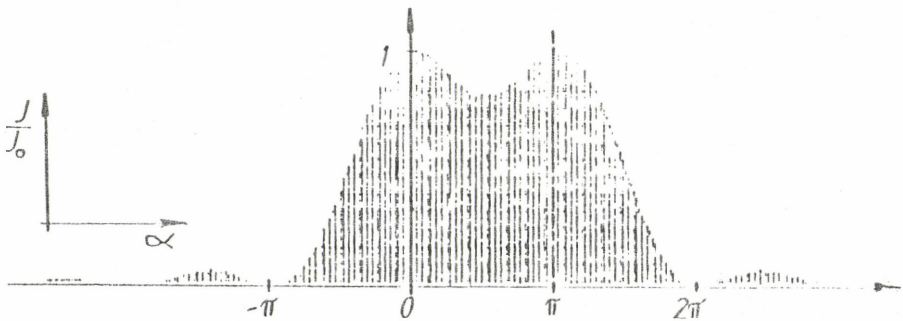
A kritériumban szereplő feltételt teljesítve, helyezzünk el az $\alpha = 0$ és az $\alpha = \pi$ helyre egy-egy jó közelítéssel megegyező elhajlásgörbét és vizsgáljuk a kialakult intenzitásviszonyokat (összegintenzitásokat)! Az így

létrejövő intenzitáselosztás számítógépes grafikája látható a 4. ábrán.

Megállapíthatjuk, hogy a görbe két maximuma közötti relatív minimum jelenik meg, ahol az intenzitásarány:

$$\frac{J_{\min}}{J_{\max}} = \frac{8}{\pi^2} \quad (2.)$$

(A J_{\min} értékét célszerűen a 3. ábrán látható elhajlágörbe $\pi/2$ helyen vett függvényértékének megkészszerzésével is számíthatjuk).



4. ábra: Két, egymástól π "távolságra" levő elhajlágörbe intenzitáselosztása

A (2) alapján megfogalmazható a Rayleigh-kritérium egy másik, de a fentivel egyenértékű változata: két egyenlő intenzitású és jó közelítéssel egybevágó profilu szinképvonalat akkor tekintünk felbontottnak, ha az intenzitásgörbe két maximuma közötti helyen a relatív intenzitásarány értéke

$$\frac{8}{\pi^2} \approx 0,81 \quad (3.)$$

(3,71).

Ez utóbbi változat teszi lehetővé a kritérium gyakorlati alkalmazását, mivel a spektrográfia szinképelemzésénél a vonalak feketedéskülönbségéből következtetni lehet a fényérzékeny emulziót megvilágító fény intenzitásvizonyára.

A feketedéskülönbségek szinképvonalfotométer segítségével állapíthatók meg [6]. Az ezzel kapcsolatos vizsgálódási eredményeket egy következő dolgozatban teszem közzé.

Megjegyzés: A számítógépes grafika Kulcsár János munkája.

FELHASZNÁLT IRODALOM:

- [1] Bernolák Kálmán: A fény. Műszaki Könyvkiadó Bp., 1981.
- [2] Budó A.-Mátrai T.: Kísérleti fizika III. (Optika és atomfizika) Tankönyvkiadó, Bp., 1977.
- [3] Horváth J.: Optika (Elektromágneses fényelmélet) Tankönyvkiadó, Bp., 1966.
- [4] Kiss - Patkó - Vida: Eljárások Interferencia - spektroszkópiai bontóelemek praktikus felbontóképességének kísérleti meghatározására. Tudományos Közlemények, Eger, 1982.
- [5] Marx György: Kvantumelektrodinamika. Kézirat, Tankönyvkiadó, Bp., 1980.
- [6] Mika J. - Török T.: Emisziós szinképelemzés (elméleti rész) Akadémiai Kiadó, Bp., 1968.
- [7] Novobátzky-Neugebauer: Elektrodinamika és optika. Tankönyvkiadó, Bp., 1961.

- [8] Nussbaum-Phillips: Modern optika. Mérnököknek és kutatóknak. Műszaki Könyvkiadó, 1982.
- [9] Varsányi György: Az atom- és molekulaszpektroszkópia elméleti alapjai. Kézirat, Tankönyvkiadó, Bp., 1977.

VIDÓ IMRE

GONDOLATOK SIKERTELEN KÍSÉRLETEKRŐL

Astract: (Reflections on Unsuccessful Experiments) In this paper the author's purpose is to demonstrate by aligning concrete examples that there are no unsuccessful experiments. This opinion is based upon his pedagogical practice including forty academic years.

We always experience only the phenomenon we produce the necessary and sufficient conditions for.

The author underlines the importance of the preparations and testings of experiments before demonstrating them to students. He calls upon the reader to draw a conclude from these unsuccessful experiments.

This paper can be interesting for teachers of primary and secondary schools.

A természeti jelenségek nem ott, nem akkor és nem annyiszor játszódnak le, mint ahol, amikor és ahányszor mi megfigyelni, vizsgálni szeretnénk!

Így tehát megkíséreljük a jelenséget létrehozni, előállítani.

Kérdés: Sikerül-e a kísérlet? Ezzel a kérdéssel kívánok -- néhány konkrét példa kapcsán -- foglalkozni.

A természeti jelenségek, s azok összefüggéseinek a megfigyelése, vizsgálata, elemzése a nagyon-nagyon régi időkbe vezet vissza. Csodálatos felismerések születtek. (Pl.: Archimédes-törvénye.) Alapvetően fontos tényező, hogy a természettudományok elsősorban tapasztalati (empirikus) úton jutnak el az összefüggések felismeréséhez!

Kísérlet: Általában valamely természeti jelenség mesterséges -- laboratóriumi -- körülmények közötti előállítása, bemutatása. Dialektikus-materialista világnézeti szempontból alapvető: Minden kísérlet természeti je-

lenség! (Nagyon szépen írja le ezt Werner Heisenberg: "Válogatott tanulmányok" című könyvében, hivatkozva Niels Bohr-ra: "A természettudomány az embert már előfeltételezi, s tudatára kell ébrednünk annak, hogy -- miként ezt Bohr kifejezte -- nemcsak nézői, hanem velejátszói vagyunk a természet színjátékának".)

Iehát: az általunk előállított kísérletek ugyanúgy természeti jelenségek, mint amely jelenségeket a természet nélkülünk -- emberek beavatkozása nélkül, spontán módon -- hoz létre.

A természeti jelenségek szemléltetésének fontosságát nem kell hangsúlyoznom, ezt mindannyian tudjuk. A jelenségek kísérleti demonstrálása azonban nagyon sokszor nem úgy sikerül, ahogyan szeretnénk. A Természet -- velünk emberekkel együtt -- olyan, amilyen! Hogy egy-egy folyamat "beindul"-e vagy "megáll", "folytatódik"-e vagy "visszafordul" nagyon sok tényező függvénye"

Azaz: Vannak ún. nem sikerült kísérletek!? A felkiáltójel és a kérdőjel ellentmondását szeretném feloldani, megmagyarázni, s néhány kézzelfogható -- konkrét -- példán bemutatni.

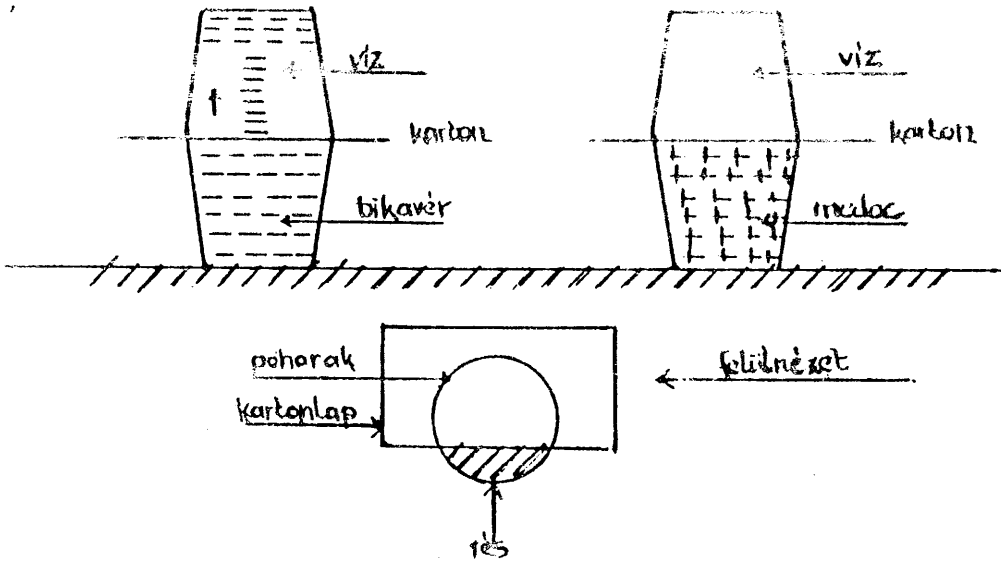
E kis bevezető után néhány példát hozok fel:

1.1. "Csodák vagy kísérletek" címmel előadást tartottam (gerben az 1950-es évek végén. A mintegy 120 fős általános iskolai tanári csoport igen nagy érdeklődéssel kísérte "mutatványaimat"! "Rutin" - kísérlet: kettő db egyenlő méretű 1 dl-es üvegpohár egyikébe tiszta vizet, a másikba vörösbort töltöttünk. (Színültig!)

Feladat: harmadik edény nélkül cseréljen poharat a víz és a bor! A megoldás -- ha már az ember ismeri -- egyszerű: egy kartonlappal lefedjük a vizespoharat, rácsúsztatjuk a borospohárra, majd óvatosan 2--3 mm-nyi rést nyitunk a karton kihúzásával a két pohár között.

Nagyon izgalmas, szép jelenség jön létre: a nagyobb fajszámú víz folyik lefelé, miközben a kisebb fajszámú bor "húzza a csíkot" fölfelé! Előírásosan hajtottam végre a kísérletet, és nem ment! Miért nem? Mert a medoc nevű bor fajszáma valamivel nagyobb, mint a víz fajszáma!

(S pechemre éppen medocokkal hajtottam végre a kísérletet!)



Ez egy nagyon jól sikerült kísérlet volt! Igaz, hogy fordított eredményre számítottunk!

- 1.2. Feladat: Állítsunk elő rövid időn belül -- hűtőgép nélkül -- jeget! Valami nyilván azért kell ehhez a művelethez: szifon-patron, dörzsar, óraüveg és természetesen víz.

Elkezdtem: Na ezt a patron-t az óraüvegben lévő vízbe állítom, világos, hogy eldőlt! S nem dőlt el! Megállt!

Ugyanis lapult volt a patron alja! Sikerült ez a kísérlet?

Igen! Bebizonyosodott a Kolumbusz-tojás problémája!

Ezután kiszírtam a patron-t, s természetesen elfagyott az óraüvegben lévő vízben. (Több sikerült annál, amennyit akartam.)

- 1.3. Egyik tisztelt kollégám a folyadékok hőtágulását kívánta bemutatni. Kölcsönkért egy 1 literes lombikot, s a többi szükséges eszközt. Amikor visszahozta az anyagot, az volt a problémája, hogy amikor elkezdte melegíteni a lombikban lévő festett vizet, először lefelé ment a csőben a víz. Sikertelen?? Dehogyan! Sőt!

- 1.4. Feladat: mutassuk meg, hogy az agyagos talaj nehezebben ereszti át a vizet, mint a homokos! A tanító néni szépen előkészítette a két

üvegkádban az anyagokat. Ráöntötte a vizet mindkét üvegkádban lévő anyagra. Várakozás. Az agyagot tartalmazó kádiban -- lassan ugyan, de annál jobban -- látszott a beöntött víz leszivárgása. A homok fölött lévő víz "nem mozdult"! Sikeresen bizonyította azt, hogy felületi feszültség is van. (A homok elég sok port tartalmazott.)

1.5. Közismert kísérlet a Carthesius-búvár. Túlságosan finom beállításnál azonban előfordul, hogy a búvár nem jön fel az edény aljáról. Magyarázat nyilván egyszerű: a 20--25 cm-nyi vízoszlop már elegendő nyomást biztosít ahhoz, hogy a búvár ne legyen képes felemelkedni. Egyébként, ha az elzáró gumihártyát egy kissé fölfelé meghúzzuk, a búvár "visszacsalogatható" az edény felső részébe.

Tehát: ez is nagyon sikeres kísérlet, csak élni kell tudni vele.

1.6. Az úszás, lebegés, alámerülés szemléltetése szintén az egyszerűbb kísérletek sorába tartozik. Iiszta víz-, anyhén sós, tönény sós vízbe beledobunk egy krumplit, s -- a fajsúlynak megfelelően -- elmerül, lebeg, illetve úszik. A kísérletet végző hallgatón jelentette, hogy az egyik szem krumpli az enyhén sós vízben lebeg, a másik szem viszont ugyanabban a vízben elsüllyedt!

Ellentmondás? Sikertelen kísérlet? Nem! Az egyik krumpli már előzőleg "megszívta" magát -- fajsúlya nőtt! -- míg a másik kevésbé volt előzőleg igénybe véve, s fajsúlya nem változott jelentősen!

Tovább lehetne folytatni a sort, ezekhez hasonló esetekkel! Alapvetően három tényező játszik szerepet: a kísérletet végrehajtó személy:

- tapasztalatlansága (ügyetlensége);
- hanyagsága (felkészületlensége);
- váratlan (véletlen) körülmények.

2. Egészen más osztályba sorolhatók azok a kísérletek, amelyeket a paradoxon jelzővel szoktunk illetni!

2.1. Nagyon szép példa az "anti tehetetlenséget" szemléltető kísérlet!

Egy üvegcádat helyezünk egy laboratóriumi kiskocsira! Tegyük a cádba egy ping-pong labdát! Indítsuk meg hirtelen a kocsit!



A ping-pong labda "tudja" a fizikát, illedelmesen -- a tehetetlenség törvényében foglaltaknak megfelelően -- "hátra indul"! (Lásd ábra!) Töltsük a cádat színültig vízzel, s hogy a labda teljes terjedelmével a vízben legyen, fedjük le az egészet egy üveglappal! Ismét indítsuk el hirtelen a kiskocsit! Csodálatos: a labda "elfelejtette" a fizikát?, hiszen a kocsi mozgási irányába lendül!

"Mindössze" arról van szó, hogy a Természet nem külön-külön ismeri a törvényeket, hanem együttesen! (Ellentétben velünk emberekkel.)

Ismételjük meg a kísérletet acélgolyóval! (Ekkor már üveglap sem kell!) Mindkét esetben "hátrafelé" mozdul el a golyó! Melyik kísérlet volt sikertelen? Nyilván egyik sem! Mindössze arról van szó, hogy a Természet a saját törvényeit azok szuperponáltságában ismeri!

2.2. Egymástól néhány cm-re lévő égő gyertyák közé óvatosan levegőt fújunk. A "józan ész" szerint a gyertyák lángnyelveinek távolodnia kellene egymástól. Az eredmény: pontosan fordítva! (Magyarázatát nagyon korrektül adja a Bernoulli-törvény!)

3. A legizgalmasabbak a negatív (cáfoló) nem sikerült kísérletek!

Ezekkel valamilyen állítást, feltételezést akarnánk igazolni, bizonyítani. Elemi példák:

- a súrlódási erő és a súrlódási felület nagysága;

- az inga kitérítési szöge és a lengési idő stb. függetlenségének demonstrálását szolgáló kísérletek.

A természettudományos megismerés legmagasabb szintjén is nagyon sok esetben játszottak -- és játszanak -- szerepet a negatív kísérletek. Ezek közül mindössze egyről kívánok szólni: a Michelson-kísérletről!

Az ókortól kezdve a mai napig kíváncsi volt -- és kíváncsi -- az ember arra, hogy mi a fény? Sokféle elmélet született a kérdések megválaszolására. Elfogadható volt Newton korpuszkuláris magyarázata -- akkor --, majd Fresnel és társai hullámelmélete -- később. (Majd -- jobb híján -- jelenleg a duális fényelmélet az elfogadott.)

Egy nagyon súlyos kérdés megoldása azonban nem sikerült!

A kérdés: "Hogyan terjed a fény?"

Azt, hogy miképpen terjed a hang, nagyon sokféleképpen lehet demonstrálni, igazolni: valamilyen -- általában rugalmas -- közeg vezet a hangot!

Milyen "közeg" vezet a fényt?

Miben terjed a fény? Miben terjednek egyáltalán az elektromágneses hullámok?

A kérdést úgy válaszolták meg, hogy feltételeztek egy a Mindenséget kitöltő -- egyébként jónéhány megmagyarázhatatlan tulajdonsággal rendelkező -- éter -nek nevezett valamit!

Michelson -- és később sokan mások -- vállalkozott arra, hogy bebizonyítsa, ahogyan a hang terjed különböző közegben hasonlóan terjed a fény az éterben. Igen, csak be kellett volna bizonyítani az éter létezését! A bizonyítási kísérletek -- a mai napig -- sikertelenek!

Mint ismeretes a kísérlettel lényegében azt akarták kimutatni, hogy a fény terjedési sebessége függ a koordinátarendszer sebességétől. (Irányától, nagyságától.)

A szétválasztott, majd interferenciára "kényszerített" fénysugarak interferencia-csíkjá azonban a skálának mindig ugyanazon beosztására esett!

Függetlenül a koordinátarendszer sebességétől! (Egyébként a kísérlet részletesebb leírása megtalálható nagyon sok tankönyvben, sőt az általam megadott "Irodalom" 2. pontjában szereplő műben is!)

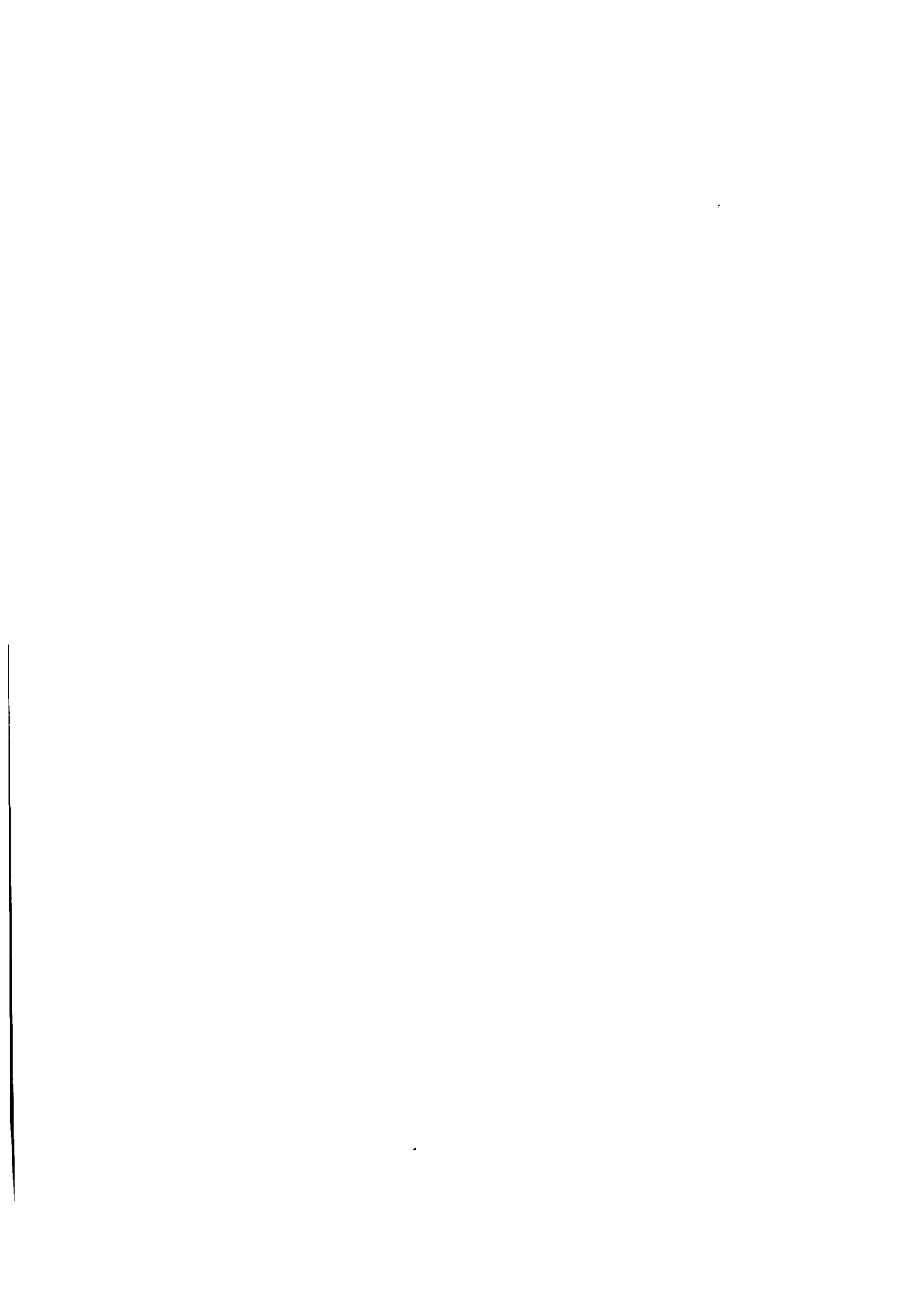
Valóban sikertelenek? Ezen kísérletek alapján a Lorentz-féle transzformációs egyenletek segítségével hívva -- bátorkodott Albert Einstein megfogalmazni, a fénysebesség állandóságának elvét, s felépíteni a "Speciális relativitás elméletét"-t.

Összegezve:

- 1./ Mindig az a természeti jelenség -- folyamat következik be, amelyeknek szükséges és elégséges feltételeit létrehoztuk.
- 2./ Természetesen azt a kísérletet nevezzük -- általában -- sikeresnek, amely az eredeti célunknak megfelelő eredményt hoz.
- 3./ A nem sikerült kísérletekből is vonjuk le a tanulságokat!
- 4./ A negatív kísérletek is vezethetnek pozitív felismerésekhez!

Irodalom:

1. Werner Heisenberg: Válogatott tanulmányok. Gondolat. Bp., 1967.
2. Albert Einstein: A speciális és általános relativitás elmélete. Gondolat. Bp., 1973.
3. Sas Elenér: Beszélgetések a fizikáról. Magyar Rádió - Minerva. Bp., 1975.
4. A természettudományok zsebkönyve. Gondolat. Bp., 1963.



В. Г. РАУ — В. И. БОНДАРЬ — Т. Ф. РАУ — С. В. СТЕПАНОВ

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ПЕРЕГРУППИРОВКИ ВНУТРИКОМПЛЕКСНЫХ ВОДОРОДНЫХ СВЯЗЕЙ В КОМПЛЕКСНЫХ КАТИОНАХ С КАРБАМИДОМ

Abstract: (The Mathematical Modelling of the Rearrangement of the Hydrogen-Bonds in Cation-Carbamide Complex Compounds) This paper is the continuation of an article that was issued in the XVI. Volume of the Proceedings of the Teachers' Training College in Eger and was written on the structure of the monocrystals of the complex compounds of cations surrounded by carbamide molecule-ligands. The structural investigations reported in the above-mentioned paper and in the present one were performed at the Institute for Physics of the Teachers' Training College of Vladimir in the USSR.

В опубликованной ранее статье (1) венгерского сборника (г.Эгер) авторы, работающие в педагогическом институте г. Владимира, поставили ряд задач по исследованию структур монокристаллов с карбамидом. Важно отметить: 1. способ присоединения молекул карбамида к атомукомплексообразователю, 2. взаимодействие их с анионами, 3. конфигурацию молекул карбамида (рис. 1), 4 формы координационных полиэдров различных металлов в карбамидных комплексах, 5. влияние карбамидного аддукта на общее строение различных классов соединений. На некоторые из перечисленных проблем можно получить ответ в данной работе.

Было в частности установлено, что в октаэдрическом комплексном катионе $[M(OCN_2H_4)_6]^+$, где в качестве металла взяты атомы Co, Cr, Mg, Ni, Zn, Cu, образуются внутрикомплексные Н-связи типа $N_1-H_1 \dots O_j$ (между атомом азота одной из молекул карбамида и кислорода другой, соседней молекулы) двух видов: (а) плоскости молекул взаимно перпендикулярны, (б) плоскости совпадают, Эти эмпирические закономерности значительно ограни-

вакт число возможных вариантов строения октаэдрического комплексного катиона в различных структурах и приводит к возможности создания обобщенной математической модели.

Задача перечисления всех геометрически возможных структур катионов $[M(OCN_2H_4)_6]^+$ с последующим выявлением их точечной группы симметрии чрезвычайно похожа на математическую проблему получения различных цветовых решений "кости Рубика", тем более, что как в той, так и другой моделях переход от одной конфигурации к другой возможен при вращении отдельных частей структуры. Такая "комбинаторная" общность дала основание авторам данной работы условно назвать октаэдрический комплексный катион "кристаллохимическим кубиком Рубика". В случае модели комплексного катиона перегруппировка происходит при повороте плоскости какой-либо карбамидной молекулы вокруг вектора $M - O$ с разрывом одной внутрикислотной H -связи и последующим образованием другой связи, при соблюдении эмпирических правил: Одна молекула образует только одну H -связь и водородные связи не могут быть навстречу друг другу, т.е., если есть связь $N_1 - H_1 \dots N_2$, то не существует связи $N_2 - H_2 \dots O_1$. Однако, возможна сходимости двух и даже трех связей на одном атоме кислорода: $N_1 - H_1 \dots O_j$, $N_k - H_k \dots O_j$ и $N_l - H_l \dots O_j$. На рис. 2 изображен один из вариантов нашего "кубика", где штриховой линией обозначены внутрикислотные водородные связи.

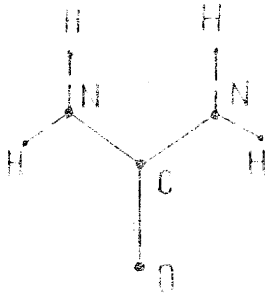


Рис. 1 Молекула карбамида

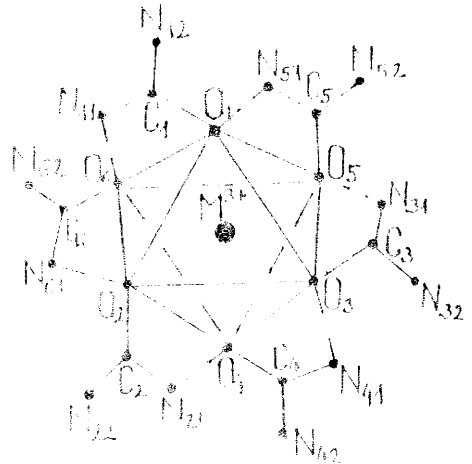
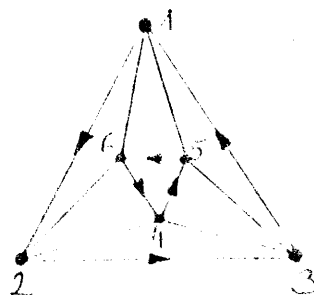
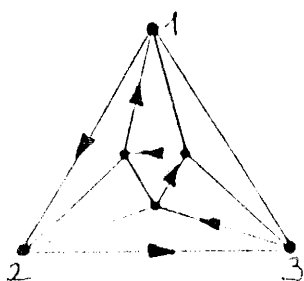
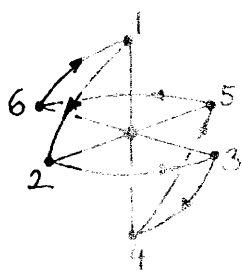


Рис. 2 Октаэдрический комплексный катион $[M(OCN_2H_4)_6]^+$

Для анализа перегруппированных вариантов представим катион в виде октаэдра, по ребрам которого стрелками отнесен направленные Π связи от "донорной" молекулы карбамида к "акцепторной" (рис. 3).

Краткая символическая запись какого либо варианта структуры может быть изображена графом, как реометрически (рис. 4), так и последовательностью цифр, образующих либо один цикл (а), либо несколько (б).



(а)

1234561

(б)

(1231)(4564)

Рис. 3 Кристаллохимический "кубик Рубика",

Рис. 4 а, б. Варианты структур с различными Π -связями.

Таким образом, удается формализовать задачу и, перебрав её на язык ЭВМ, перечислить все возможные варианты. Затем симметрические преобразования координат вершин октаэдра позволяют свести в один класс изоморфные структуры с определенным типом симметрии и выделить наиболее симметричные конфигурации, которые, по видимому, и являются наиболее устойчивыми (энергетически выгодными). Ограниченный объем статьи не позволяет представить здесь все варианты, поэтому приведем лишь некоторые примеры. Исследования, произведенные по литературным источникам (с использованием Кембриджского банка данных для кристаллических структур), показали, что в структурах наиболее часто встречаются комплексы с симметрией $\bar{3}$ (ось третьего порядка с центром инверсии) и $\bar{1}$ -с центром симметрии и 32 (ось трет-

ьего порядка с осями второго порядка), как это представлено ниже:

конфигурация:	симметрия	катион
(1231)(4564)	3	$\left[\text{Cr} (\text{OCH}_2\text{H}_4)_6 \right]^{3+}$
(1231)(4564)	32	
1234561	3	не обнаружен
12(23562)45	1	$\left[\text{Mg} (\text{OCH}_2\text{H}_4)_6 \right]^{2+}$

Нами не обнаружено ни одного катиона в реальных структурах, нарушающего модельные принципы его строения, изложенные выше. Более того, третья строка таблицы как бы "прогнозирует" высокосимметричный вариант, дает своеобразное "задание" химикам-аналитикам для поиска условий выращивания нового минерального соединения.

Авторы благодарны Ю. Т. Стручкову -- руководителю структурной лаборатории ИГиЛ АН СССР за всестороннюю помощь в работе и Д. Патко -- руководителю кафедры физики Эгерского педагогического института за обсуждение статьи и помощь в подготовке её к публикации.

ЛИТЕРАТУРА

1. Е. Н. Куркутова, Т. Ф. Рау: Структуры кристаллов с карбамидом. -- Acta Academiae Paedagogicae Agriensis-Nova Series Tom XVI.

Tartalomjegyzék

	old.
Franczia Tamás: A kvantummechanika impulzus eltolási szimmetriával történő bevezetéséről. II.....	3.
Hidasi Károly: A szovjet és magyar alsó- és középiskolai termodinamikai tantervének összehasonlítása.....	25.
Kiss László: Interferencia-spektroszkópiai gyakorlatok.....	39.
Kovách Lászlóné: Tehetséggondozás az egri főiskola fizika tanszékén.....	53.
Dorota Oleniacz: Áttekintés a Zielona Góra-i Tanárképző Főiskola fizika tanszékén folyó tudományos kutató munkáról és tanárképzésről.....	57.
Patkó György: Az alkáli-hidrid molekulák elektronsáv szerkeze....	63.
Patkó György--Bálint József--Kovách Lászlóné--Vida József: A lengyel, a magyar és a szovjet fizikatanítás és fizikatanárképzés helyzete és ennek tükröződése a szakirodalomban.....	71.
Vida József: A spektrális felbontóképesség I.	85.
Vidó Imre: Gondolatok a sikertelen kísérletekről.....	91
B. Г. Рау — В. И. Бондарь — Т. Ф. Рау -- С. В. Степанов: Математическая модель перегруппировок внутрикомплексных водородных связей в комплексных катионах с карбамидом.....	99.

