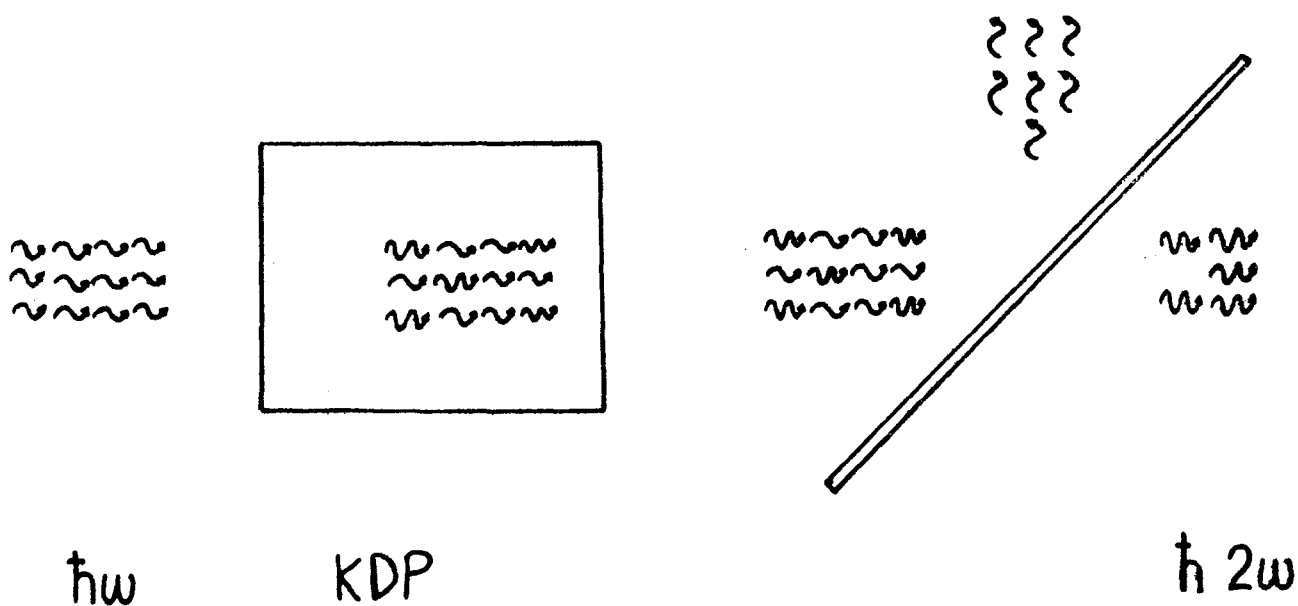


# KONSTRUKTION OCH TESTNING AV AUTOMATISKT FREKVENSFÖRDUBBLINGSSYSTEM

Lund Reports on Atomic Physics  
LRAP-10



EXAMENSARBETE AV

Bo Nilsson

Peter Norrman

INSTITUTIONEN FÖR FYSIK, LTH  
LUND 1981

## INNEHÅLLSFÖRTECKNING

	SAMMANFATTNING	
1.	SUMMARY	2
1.1.	Introduction	2
1.2.	Principles	2
1.3.	Applications	4
2.	INLEDNING	5
3.	FREKVENSFÖRDUBBLING	6
3.1.	Inledning	6
3.2.	Ljusutbredning i isotropa medier	6
3.3.	Ljusutbredning i anisotropa medier	7
3.4.	Polarisation vid höga fältstyrkor	9
3.5.	Fasmatchning	10
4.	UTNYTTJANDE AV SERVOSYSTEM FÖR AVSTÄMNING OCH STABILISERING AV DUBBLINGSKRISTALL	12
4.1.	Principen för frekvensfördubblingssystemet	12
4.2.	Dubblingssystemets roll	14
5.	APPARATBESKRIVNING	16
5.1.	Blockdiagrambeskrivning	16
5.2.	Kretsbeskrivning	18
5.3.	Beskrivning av den optiska uppställningen	23
6.	BRUKSANVISNING	25
7.	TESTNING OCH TILLÄMPNINGAR	28
7.1.	Upptagning av färgämnesprofiler	29
7.2.	Tillämpning på OH radikalen i bunsenflamma	32
7.3.	Undersökning av absorption i kvicksilver inför lidarmätningar	35
7.3.1.	Inledande undersökningar	35
7.3.2.	Undersökning av laboratorieuppställningen	39
7.3.3.	Absorptionsmätning	42
7.3.4.	Utvärdering	44
8.	AVSLUTNING	47
	APPENDIX A STIMULERAD RAMANSPRIDNING	48
	APPENDIX B FJÄRRANALYS	51
	APPENDIX C KOMPONENTFÖRTECKNING	54
	REFERENSER	57

### SAMMANFATTNING

Följande examensarbete har gått ut på att konstruera ett servostyrt frekvensför-dubblingssystem avsett att användas tillsammans med en Nd:YAG pumpad färgämnes-laser. Systemet har bl a använts för att undersöka möjligheten att mäta atmosfäriskt kvicksilver med Lidarteknik.

## 1. SUMMARY

### 1.1 Introduction

This diploma paper describes the construction of a system for servotuned frequency doubling of the output from a Nd:YAG pumped dye laser. One of the applications has been to study the possibility of using lidar technique for measurements of atmospheric mercury.

The work has been done at the Department of Physics, Lund Institute of Technology, Lund, Sweden, during 1981.

During the last years the use of methods of measurements based on laser technique has appeared outside fundamental research in atomic physics. Research is going on in the fields of combustion studies and remote sensing of atmospheric pollutants at the Department of Atomic Physics, LTH. In order to do such measurements is it often necessary to be able to generate tunable laser radiation in the UV region. The system described in this paper makes it possible to scan the laser in the UV region instead of working at fixed wavelengths.

### 1.2 Principles

In order to obtain tunable laser radiation in the UV region is it necessary to double the frequency of the output of the Nd:YAG pumped dye laser. This is done by exploiting nonlinear polarisation effects in birefringent crystals such as KDP [5], [7], [12]. This procedure is however very sensitive for variations in wavelength angle and temperature which makes it necessary to use some sort of feedback loop if you want to get stable high pulse energies when a wavelength interval is scanned or the room temperature is changing. Our system for servo tuning is based on a system described by G.C. Bjorklund and R.H. Storz in two articles [8], [9].

The basic optical setup is shown in figure 5.7 page 23. The output from the dye laser is reflected by the dichroic mirror S1 which is coated to be a high reflector at the fundamental wavelength (about 5600 Å) and a high transmitter at the second harmonic

(about 2800 Å). The beam then passes through the KDP-crystal where a part of it is frequency doubled. This part is transmitted with low loss through the dichroic mirror S2 which is identical to S1. While the frequency-doubled light leaves the system and can be used for experiments, the nondoubled light is reflected towards a pair of partially reflecting mirrors S3 and S4. They have reflectances of 18%, and 38% respectively at 5600 Å, and are chosen to give two beams with almost equal intensities. The two auxiliary beams from S3 and S4 are reflected by S2 and propagate backwards through the crystal at slight angles to either side of the main beam. The parts of the auxiliary beams that have been frequency doubled in the crystal pass mirror S1 and hit another mirror before they reach a pair of photo diodes.

The basic principle of operation is that the two auxiliary beams are converted with lower efficiency than the maximum one due to their slight angles to the main beam. By giving them the same intensities when the main beam is optimized, there will be a difference in their intensities in the UV region if the wavelength of the fundamental beam is changed, or the crystal orientation differs from optimum.

We will also get different outputs from the photo diodes. These signals are used as inputs to the electronic unit which is shown in a block diagram description in figure 5.1 page 16 . Each photo diode is connected to a separate dark current compensating followed by a variable gain amplifier. The outputs of the two channels are then compared in a differential amplifier, and the resulting signal is sampled and hold between the laser pulses by a Sample and Hold-circuit working synchronously with the Nd:YAG laser. This sampled signal drives a DC servomotor, which is directly connected with a micrometer dial adapter on the optical mount that holds the nonlinear optical crystal. If the polarity of the motordrive signal is properly chosen the crystal will be moved towards optimum. A complete circuit description is shown in figures 5.3, 5.4 and 5.5. A more detailed description is given in chapter 5 and the two articles [8] and [9].

### 1.3 Applications

As a first test of the system's behaviour we scanned almost all of the dye profile from Rhodamine 6G. The frequency-doubled output power is shown in figure 7.1 page 30. In the following figure, 7.2, it is possible to see how the behaviour of the system is improved when the amplification in the feed-back loop is increased. If the amplification is too high the system starts to self-oscillate. The necessity of having a servo tuning system is also shown since the halfwidth without it is only about 2 Å.

As a more realistic test of the system we use it for measuring the fluorescence from the transition  $A^2\Sigma^+ \rightarrow X^2\Pi$ ;  $v'=1 \rightarrow v''=0$ , in the OH radical in a Bunsen burner. The experimental set-up is shown in figure 7.3, and the result in figure 7.4. The use of laser techniques for combustion studies is described in reference [10].

Our last application gives a good insight both in the methods of generation of laser radiation [5], [11] at new wavelengths and in active remote sensing techniques such as lidar [1], [2], [3], [4]. In our case we investigated the possibility of measuring the occurrence and concentration of atmospheric mercury. Figure 7.6 shows the experimental set-up for probing in the air. After the frequency-doubling system we let the UV-component pass through a pressurised Raman cell. The output of the Raman shifter contains a whole spectrum of components. Due to stimulated Raman scattering in the cell we get both Stokes components with longer wavelengths and anti-Stokes components with shorter wavelengths than that of the pumping beam [3], [11].

In order to generate the resonance wavelength of mercury, which is at 2536.5 Å, we use the first anti-Stoke component (see figure 4.2 page 15 ). This beam is directed towards a large cell containing mercury vapour at a distance of about 100 meters. By scanning a time window in the BOXCAR-integrator we get the time resolved signal which is shown in figure 7.7. If the time window is properly adjusted and the wavelength of the laser is scanned we can see the strong absorption of mercury. (See figure 7.8).

The next step is to try to get a quantitative estimation of how high the concentration of mercury has to be in order to guarantee significant measurements. The fact that the mercury line is very narrow compared to the normal laser linewidth (see figure 7.5 page 36) makes it desirable to operate the dye laser with an etalon in the cavity. We now change to a set-up which is completely inside the laboratory. This is shown in figure 7.12. The absorption of light in the medium can be changed either by changing the path length through it. The changing of concentration can be obtained by altering the ambient temperature which has a very strong influence on the vapour pressure. By measuring the signal both at the resonance wavelength and at a wavelength close to it and taking the ratio between the two measurements we get a value of the transmission.

An expression for the absorption of light is given by the Beer-Lambert law

$$T = \exp(-k \cdot x \cdot c)$$

where T is the transmission, x the distance through the medium, c the concentration and k a constant. If we plot  $\ln(1/T)$  as a function of  $x \cdot c$  we should get a straight line. Our results are plotted in figure 7.13. The deviations from the line can be explained as photochemical effects, when the intensity and concentration are too high. This will however never happen in real lidar measurements. Since the detection limit is 2% we get 1 ppbm as the lowest detectable amount. At this wavelength our laser system gives us a range of a couple of kilometers. The figures imply that it should be possible to measure atmospheric mercury with lidar techniques.

## 2. INLEDNING

På senare år har mätmetoder som bygger på laserteknik börjat användas även utanför grundforskningen inom atomfysik. Vid avdelningen för atomfysik vid LTH pågår sådan verksamhet inom områdena förbränningsdiagnostik och fjärranalys av luftföroreningar. Vid sådana mätningar krävs ofta avstämbart ljus i det ultravioletta våglängdsområdet. Det servosystem som är beskrivet nedan gör det möjligt att svepa lasern i UV området

där man tidigare var begränsad till att arbeta vid fasta våglängder.

När konstruktion och intrimning av systemet blivit klart utnyttjade vi det till att studera OH-radikalens fluorescensspektrum i intervallet 310-320 nm. Dessutom undersökte vi möjligheten att mäta atmosfäriskt kvicksilver med lidarteknik och kunde konstatera att den verkade vara god.

Arbetet utfördes vid avdelningen för atomfysik, Lunds Tekniska Högskola, under 1981. Planeringsarbetet gjorde vi i mars månad medan beställningar, konstruktioner, inledande injusteringar och tester utfördes under sommarmånaderna. Under hösten gjorde vi huvuddelen av mätningarna på kvicksilver, samt redigering och utskrift av manuskriptet.

Vi vill framföra ett varmt tack till alla som möjliggjort detta examensarbete. Framför allt tackar vi Marcus Aldén, Hans Edner och Sune Svanberg som varit våra handledare. Den hjälp och de goda råd som Åke Bergquist och Bertil Hermansson gett oss har varit en förutsättning för fullbordandet av examensarbetets elektroniska del. På samma sätt har John Bergin, Rolf Olofsson och Göran Werner omvandlat våra utkast till gedigna mekaniska konstruktioner. Slutligen tackar vi Gunnel Mattsson som renskrivit manuskriptet.

### 3. FREKVENSFÖRDUBBLING

#### 3.1 Inledning

Vid de höga ljusintensiteter som kan åstadkommas med laserteknik, uppträder en mängd ickelinjära fenomen [5], [7]. Ljusstrålar utbreder sig inte längre oberoende av varandra eftersom superpositionsprincipen upphör att gälla. Dessutom kan nya frekvenser uppkomma när högintensivt ljus växelverkar med materia. I den aktuella uppställningen utnyttjas vissa kristallers förmåga att effektivt åstadkomma frekvensfördblning av infallande laserljus.

#### 3.2 Ljusutbredning i isotropa medier

Den enklaste beskrivningen av ljusets utbredning i materia erhålles



i isotropa medier som glas. Dessa kännetecknas av att ljusutbredningen är oberoende av utbredningsriktningen. Ljusutbredningen kan representeras av vågrörelsens elektriska fältstyrka.

$$\bar{E} = \bar{E}_0 \sin \omega(t - x/v)$$

Fältstyrkan är alltså periodisk i tid och rum med vinkelfrekvensen  $\omega$  och utbredningshastigheten  $v$  i det aktuella mediet. Förhållandet till ljushastigheten i vacuum,  $c$ , ger ämnets brytningsindex enligt

$$v = c/\eta \quad \eta \geq 1$$

För att få en beskrivning av växelverkan mellan ljuset och mediet räcker det att betrakta positiva atomkärnor omgivna av elastiskt bundna negativa elektroner. I vila sammanfaller de negativa och positiva laddningsfördelningarna. När den elektromagnetiska vågen infaller kommer dess E-fält att påverka de lätta elektronerna och åstadkomma en förskjutning av elektronmolnet. Det inducerade dipolmomentet,  $\bar{d}$ , oscillerar med samma frekvens som ljuset, men är p g a elektronernas tröghet fasförskjuten vinkeln  $\phi$ :

$$\bar{d} = \bar{d}_0 \sin(\omega t - \phi)$$

där  $\bar{d}_0$  är proportionell mot fältstyrkan  $\bar{E}_0$ . Ur makroskopisk synvinkel ger sig de enskilda elektronernas förskjutningar tillkänna som polarisation. Vid små intensiteter och isotropa medier låter inverkan på materien sig beskrivas med hjälp av en proportionalitetskonstant,  $\chi$  susceptibiliteten

$$\bar{P} = \epsilon_0 \chi \bar{E}_0 \sin(\omega t - \phi)$$

där dielektricitetskonstanten  $\epsilon_0 = 8.854 \cdot 10^{-12}$  As/Vm. De svängande elektronerna ger emellertid i sin tur upphov till ett elektriskt fält som utbreder sig i samma riktning som den infallande vågen, fast något försenat. Vi får alltså ett resulterande E-fält med en utbredningshastighet som är lägre än  $c$ . Denna olikhet i hastighet kan kopplas till polarisationen:

$$\eta = \sqrt{1+\chi}$$

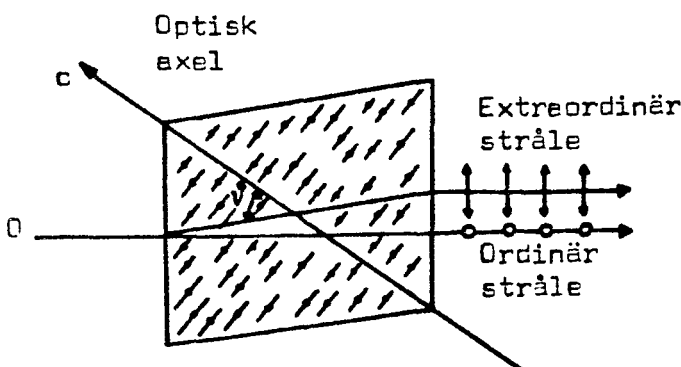
### 3.3 Ljusutbredning i anisotropa medier

Ovanstående beskrivning är giltig för gaser, vätskor, amorfa ämnen och kristaller med kubiskt gitter ( t ex koksalt). I andra kristaller blir kraftpåverkan mellan kristallgittrets joner och elektronerna olika i olika riktningar. Denna riktningsberoende dynamik medför att brytningsindex  $\eta$  också blir riktningsberoende. Sådana

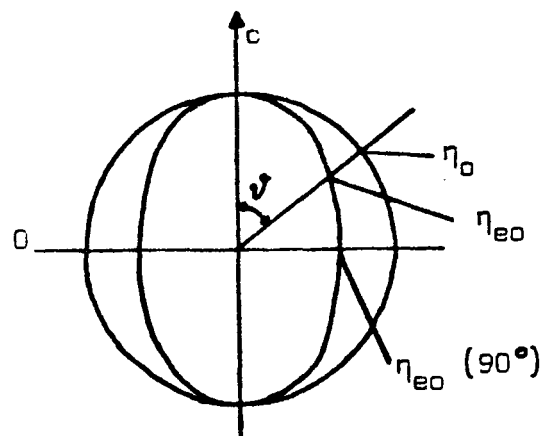
kristaller är dubbelbrytande. Dessutom kommer polarisationen  $P$  och fältstyrkan  $E$  att få olika riktning, men eftersom vi fortfarande antar att intensiteten är tillräckligt låg för att bevara linjariteten övergår konstanten  $\chi$  i en symmetrisk susceptibilitetsmatris

$$\begin{bmatrix} P_x \\ P_y \\ P_z \end{bmatrix} = \epsilon_0 \begin{bmatrix} \chi_{11} & \chi_{12} & \chi_{13} \\ \chi_{21} & \chi_{22} & \chi_{23} \\ \chi_{31} & \chi_{32} & \chi_{33} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{bmatrix}$$

I de flesta tekniska tillämpningar använder man enkla anisotropa kristaller. För beskrivning av dessa är bara de två konstanterna  $\chi_{11}$  och  $\chi_{22}$  skilda från noll. Det finns vidare en riktning, kristallens optiska axel, eller c-axeln, längs vilken brytningsindex är oberoende av polarisationsriktningen hos det infallande ljuset. Om däremot ljuset infaller med en vinkel  $\nu$  mot den optiska axeln blir brytningsindex polarisationsberoende. Ljus polariserat vinkelrätt mot den optiska axeln betecknas som ordinär stråle och associeras med det riktningsoberoende ordinära brytningsindexet  $\eta_o$ . Ljuskomponenten som är polariserad i den optiska axelns plan, den extraordinära strålen, utbreder sig med en hastighet som bestäms av det extraordinära brytningsindexet. Detta är emellertid riktningsberoende och har värdet  $\eta_o$  längs optiska axeln och extremvärdet  $\eta_{eo}$  vinkelrätt däremot. Om  $\eta_{eo}$  är större än  $\eta_o$  benämnes kristallen positiv, annars negativ. I fallet KDP är vid våglängden 5300 Å  $\eta_o = 1.5131$  och  $\eta_{eo} = 1.4711$ . Om en opolariserad ljusstråle faller in med en vinkel  $\nu$  mot den optiska axeln kommer alltså strålen att dela upp sig på två strålar med olika polarisation; fenomenet dubbelbrytning ger sig till känna.



Figur 3.1 Dubbelbrytning



Figur 3.2 Riktningensberoende hos brytningsindex

### 3.4 Polarisation vid höga fältstyrkor

Vid höga fältstyrkor blir elektronavlänkningen så stor att kraftverkan på elektronerna inte längre är linjärt elastisk. Förhållandet mellan fältstyrka och polarisation blir också olinjärt. Sambandet låter sig uttryckas som en Fourierserieutveckling

$$P = \epsilon_0 (\chi E + \chi' E^2 + \chi'' E^3 + \dots)$$

Konstanterna för olinjära termer är emellertid små:  $\chi \approx 1$ ,  $\chi' \approx 10^{-12}$  m/V,  $\chi'' \approx 10^{-21}$  m<sup>2</sup>/V. Om man antar sinusformad fältstyrka och försummar fasförskjutningens inverkan samt tredje och högre ordningars inverkan erhålles uttrycket

$$P = \epsilon_0 (\chi E_0 \sin \omega t + \chi' E_0^2 \sin^2 \omega t)$$

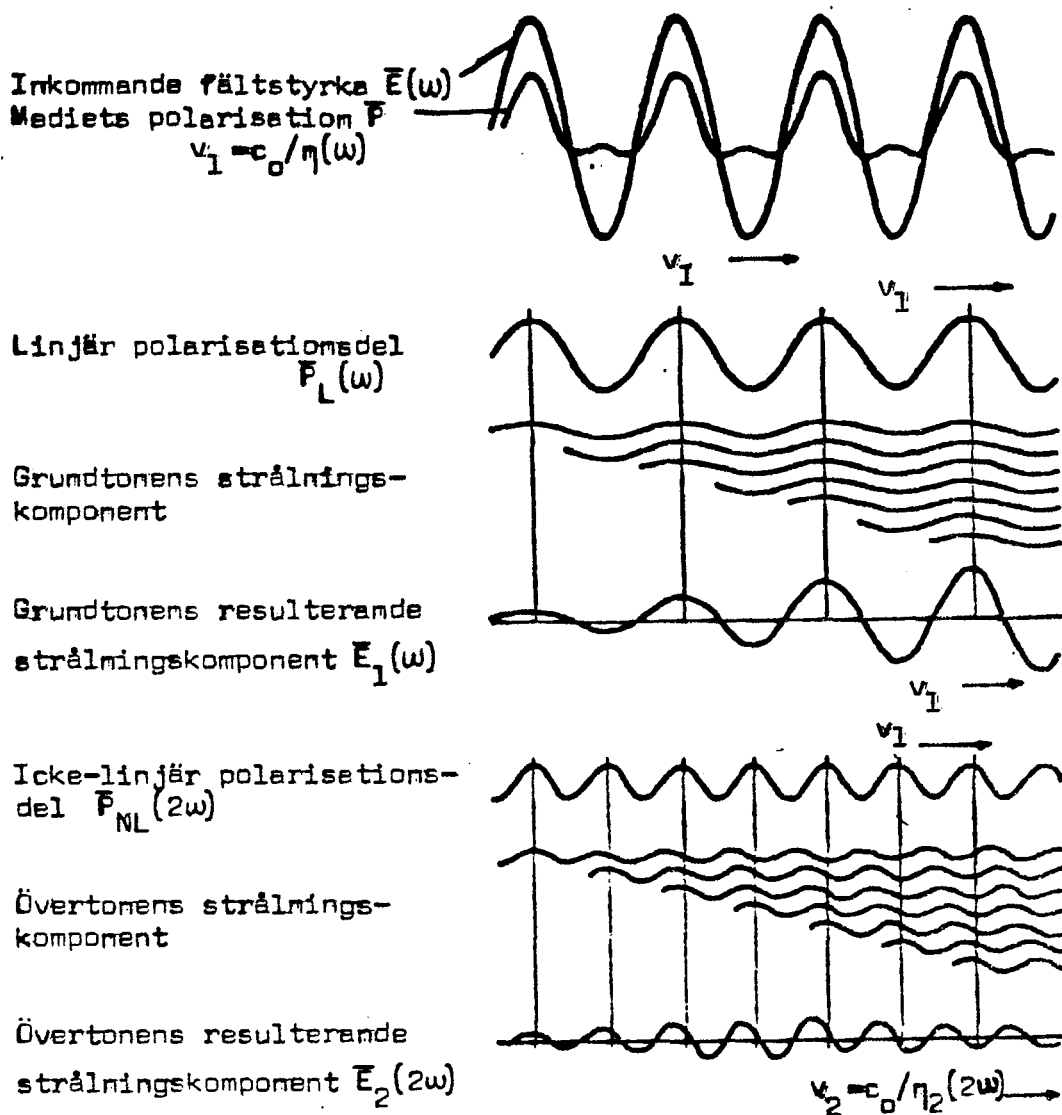
Detta kan med hjälp av gängse trigonometriska omvandlingar ges formen

$$P = \frac{\epsilon_0}{2} \chi' E_0^2 + \epsilon_0 \chi E_0 \sin \omega t - \frac{\epsilon_0}{2} \chi' E_0^2 \cos 2\omega t$$

Förutom den väntade linjära termen uppträder alltså dels en olinjär term med dubbel frekvens och dels en likriktad fältstyrka. Naturligtvis måste även den olinjära  $\chi'$ -konstanten läsas i matrismening. De 27 komponenterna (3x3x3) reduceras på grund av symmetrivillkoret på matrisen till 18 och i fallet KDP till 2 olika konstanter på grund av gittrets symmetri. Den exiterade vågen E rör sig med hastigheten  $v_1 = c/n_1(\omega)$  genom mediet och ger alltså upphov till två polariseringskomponenter, som fortplantas i takt med  $\bar{E}$ . Se figur 3.3.

$$\bar{P} = \bar{P}_L(\omega) + \bar{P}_{NL}(2\omega)$$

Den linjära delen ger upphov till fältstyrkekomponenten  $\bar{E}_1(\omega)$  som fortplantar sig i takt med  $\bar{E}(\omega)$ , medan den olinjära polarisationen åstadkommer vågen  $\bar{E}_2(2\omega)$ . Denna utbreder sig emellertid med hastigheten  $v_2 = c/n_2(2\omega)$  vilken är mindre än  $v_1$ . Ljus som frekvensför-dubblats på olika ställen i kristallen kommer alltså att interferera destruktivt vilket medför ett periodiskt tjockleksberoende och låg intensitet hos det dubblade ljuset.



Figur 3.3 Ljusutbredning vid frekvensför-dubbling

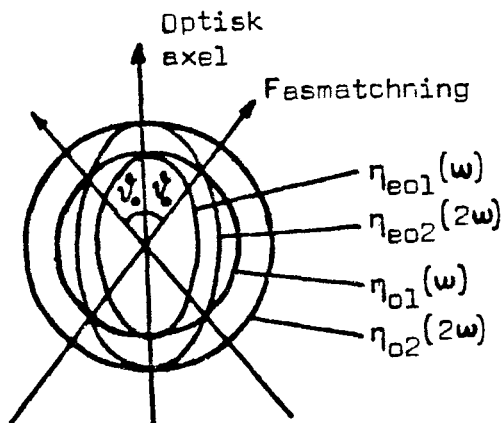
### 3.5 Fasmatchning

För att slippa från denna utsläckning av det frekvensför-dubblade ljuset vill vi åstadkomma att  $\eta_1(\omega) = \eta_2(2\omega)$  vilket medför att komponenterna fortplantar sig med samma hastighet genom kristallen.

Den mest använda kristallen i dessa sammanhang är kalciumdivätefosfat KDP, som är optiskt enaxlig. Grundtonen  $E_1(\omega)$  får falla in som en ordinär stråle, dvs med polarisationsriktningen vinkelrätt

mot kristallens optiska axel, under vinkeln  $\mathcal{J}$  mot kristallaxeln. Ljus som åstadkommit av linjär polarisation måste därför bilda en ordinär stråle. På grund av KDP-kristallens symmetriegenskaper kommer det dubblade ljuset att vara polariserat parallellt med den optiska axeln [12] och alltså vara en extraordinär stråle. Dess brytningsindex blir därför riktning beroende. En följd av detta är att man erhåller maximal dubblingsverkningsgrad vid vinkeln  $\mathcal{J}_0(\omega, T)$  vilken uppfyller villkoret

$$\eta_o(\omega) = \eta_{eo}(2\omega, \mathcal{J}_0)$$



Figur 3.4 Uppkomsten av fasmatchningsvillkoret

Vinkeln  $\mathcal{J}_0$  är så starkt temperaturberoende att en skillnad på en grad Celsius är kritisk. Eftersom det infallande ljuset på grund av sin höga intensitet värmer upp kristallen kommer efterjusteringar av riktningen att vara nödvändiga. För intensiteten hos det frekvensfördubblade ljuset gäller följande samband [12]

$$I_{2\omega} = I_{\omega}^2 \left( \frac{2^9 \pi^5 \ell^2}{c \lambda_{2\omega}^2 \eta_o^3(\omega)} \right) (\chi')^2 \sin^2 \mathcal{J}_0; \ell = \text{kristallens längd}$$

Härur kan man läsa ett starkt beroende av såväl det infallande ljusets intensitet som av vinkeln. För att överhuvudtaget få ut något dubblat ljus måste injusteringen vara rätt på några millirad när, eller omvänt ett par Ångström. Om man betraktar frekvensför-dubblingen som en process med två fotoner som övergår i en uppfylles energiprincipen enligt

$$\hbar\omega + \hbar\omega = \hbar(2\omega).$$

Fasmatchningsvillkoret kan då tolkas som lagen om impulsens bevarande

ty:

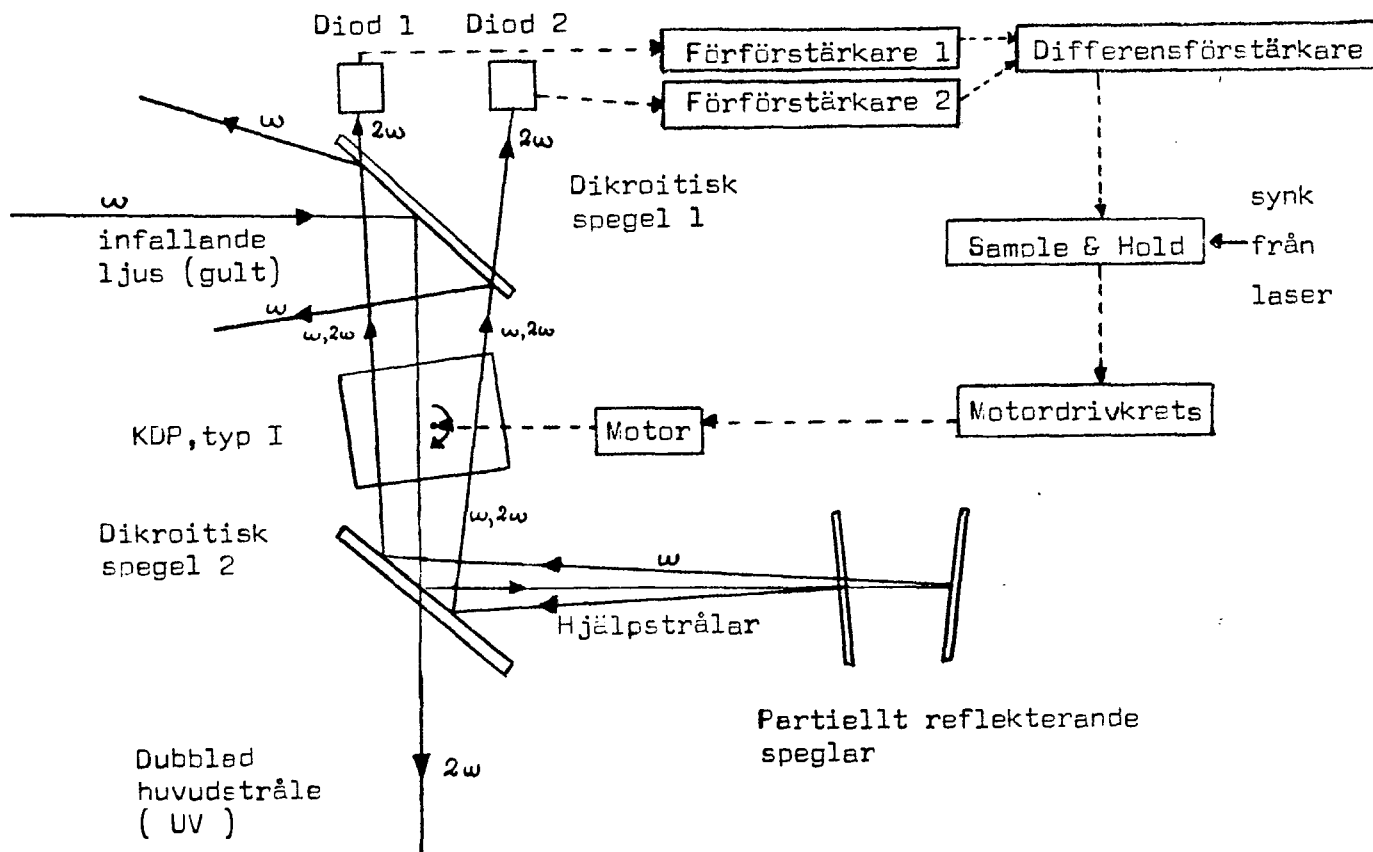
$$P_{\omega} + P_{\omega} = P_{2\omega} \Rightarrow nk_{\omega} + nk_{\omega} = nk_{2\omega} \Rightarrow \frac{1}{\lambda_{\omega}} + \frac{1}{\lambda_{\omega}} = \frac{2}{\lambda_{\omega}} \Rightarrow \frac{\eta_{\omega}}{\lambda_{\omega}} + \frac{\eta_{\omega}}{\lambda_{\omega}} = \frac{2\eta_{2\omega}}{\lambda_{\omega}}$$

$$\Rightarrow \eta(\omega) = \eta(2\omega).$$

#### 4. UTNYTTJANDE AV SERVOSYSTEM FÖR AVSTÄMNING OCH STABILISERING AV DUBBLINGSKRISTALL

När man använder frekvensfördubbling i dubbelbrytande kristaller för att nå ut i nya våglängdsområden finns det två sätt att åstadkomma fasanpassning: ändring av temperaturen, eller ändring av vinkeln mellan den infallande strålen och kristallens optiska axel. Den sistnämnda metoden utföres genom att vrida kristallhållaren och är väl lämpad när man vill svepa över ett bestämt våglängdsintervall. Nedanstående metod beskrevs 1979 av Gary C. Bjorklund och P.H. Storz i artikel [8].

##### 4.1 Principen för frekvensfördubblingssystemet



Figur 4.1 Schematisk beskrivning av frekvensfördubblingssystemet

Vid sidan av KDP-kristallen är uppställningens viktigaste element de två dikroitiska speglarna. I vårt fall består den inkommande strålen av gult ljus som genererats av en färgämneslaser (med t ex färgämnet Rhodamin 6G) vilken pumpas av frekvensfördubblat (grönt) ljus från en pulsad Neodymium-YAG-laser. Detta medför att den inkommande strålen har en våglängd kring 5600 Å, medan utsignalen ligger kring 2800 Å, vilket ligger i det ultravioletta våglängdsområdet. De dikroitiska speglarna skall således ha hög reflektans i det synliga området, medan UV-ljus bör transmitteras fullständigt.

Ljuset, som infaller från vänster i figur, reflekteras i den första dikroitiska spegeln och passerar KDP-kristallen där det delvis omvandlas till UV-ljus under förutsättning att fasmatchningsvillkoret är uppfyllt. UV-ljuset passerar obehindrat den andra dikroitiska spegeln och lämnar systemet. Det gula ljuset reflekteras däremot och med hjälp av två partiellt reflekterande speglar sändes två hjälpstrålar tillbaka med riktningarna avlänkade en aning  $\Delta\psi$  åt var sitt håll i förhållande till den i de partiellt reflekterande speglarna infallande strålen.

De reflekterade hjälpstrålarna uppfyller ej exakt fasmatchningsvillkoret, men en viss dubbling åstadkommes även om avvikelserna från den optimala vinkeln  $\psi_0$  är tillräckligt små. Dessutom kommer detta att leda till att intensiteten av UV-ljus kommer att öka hos den ena och minska hos den andra hjälpstrålen om kristallen rubbas från det ursprungliga läget ( $\psi_0$ ). En förutsättning är dock att avvikelsen  $\delta\psi$  är mindre än hjälpstrålarnas avlänkning  $\Delta\psi$ . På grund av det starka riktningsberoendet hos frekvensfördubblingsmekanismen i det plan, som definieras av fasmatchningsvillkoret och kristallaxeln och är vinkelrätt mot kristallens vridningsaxel, får hjälpstrålarna enbart avvika med ca 1 mrad från den riktning som ges av fasmatchningsvillkoret. I ett plan parallellt med kristallens vridningsaxel kan hjälpstrålarna emellertid avlänkas betydligt mer utan att intensiteten av frekvensfördubblat ljus hos hjälpstrålarna påverkas i någon större grad. Tack vare detta kan strålarna separeras geometriskt efter en rimligt kort sträcka.

Efter dubblingskristallen passerar den dubblade delen av hjälpstråleljuset förlustfritt igenom den första dikroitiska spegeln.

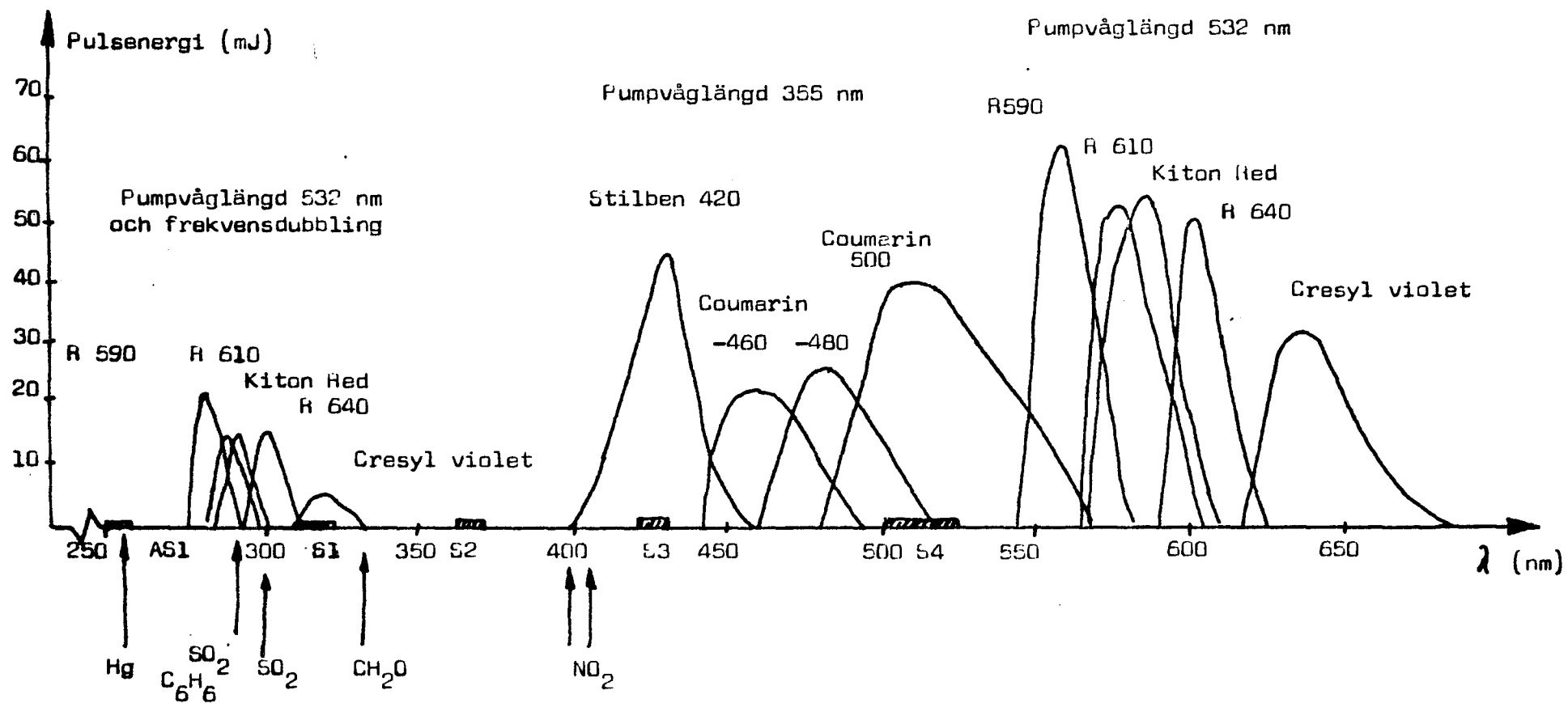
Strålarnas intensitet mätes av var sin diod, separerade ca 1.5 cm i höjddled. Om någon skillnad i intensitet har uppkommit avkännes denna i elektronikens differensförstärkarsteg, och samplas för att motorn skall få en styrsignal även mellan laserpulserna då repetitionsfrekvensen är av storleksordningen 10 Hz. En likströmsmotor, vars drivspänning varierar i proportion till felsignalen, åstadkommer slutligen att kristallens riktning blir sådan att UV-ljusets intensitet maximeras.

Servosystemet medför dels ökad temperaturstabilitet, och dels ger det möjlighet att utföra mätningar som kräver avstämbart laserljus i det ultravioletta området. Samma teknik kan användas för att erhålla nya våglängder då ljus av två olika våglängder får växelverka i KDP:n. Spegelvalen blir då emellertid mer komplicerade eftersom man rör sig med 3 eller 4 intressanta våglängder istället för bara två.

#### 4.2 Dubblingssystemets roll

Det ovan kortfattat beskrivna systemet för automatisk stabilisering, följning av yttre scanning är emellertid bara en del av ett större system. Uppgiften är att åstadkomma stabilt avstämbart laserljus med tillräcklig intensitet för den aktuella mätuppgiftens krav inom ett så stort våglängdsområde som möjligt. För att få kvar tillräckligt stor effekt efter alla omvandlingssteg fordras en kraftig pumplaser. I vårt fall består denna av en pulsad Nd:YAG laser med förstärkningssteg ( $\lambda = 1.064 \mu\text{m}$ ). Denna ger ifrån sig en fast våglängd på 5320 Å och användes för att pumpa en färgämneslaser. Denna består av en oscillator, vars frekvens bestäms av ett vridbart gitter samt två laserförstärkare. Färgämnet pumpas runt för kylning och undvikande av att energi förloras till övergångar i triplettsystemet. Genom att använda andra färgämnen kan man erhålla avstämbart laserljus i en stor del av det synliga våglängdsområdet. Med färgämnet Rhodamin 6G kan man få ut pulser av storleksordningen 100 mJ. Efter att detta har dubblats ytterligare en gång i servosystemet kan man välja att arbeta med UV-pulserna direkt, eller fortsätta syntesen i flera steg. Genom att blanda med Nd:YAG-laserns infraröda ljus kan man erhålla ännu kortvågigare UV-ljus. En annan möjlighet öppnas genom att utnyttja stimulerad Ramanemission. Denna teknik beskrivs i Appendix A. I figur 4.2 visas lasersystemets





Figur 4.2 Tillgängliga våglängdsområden med olika färgämnen

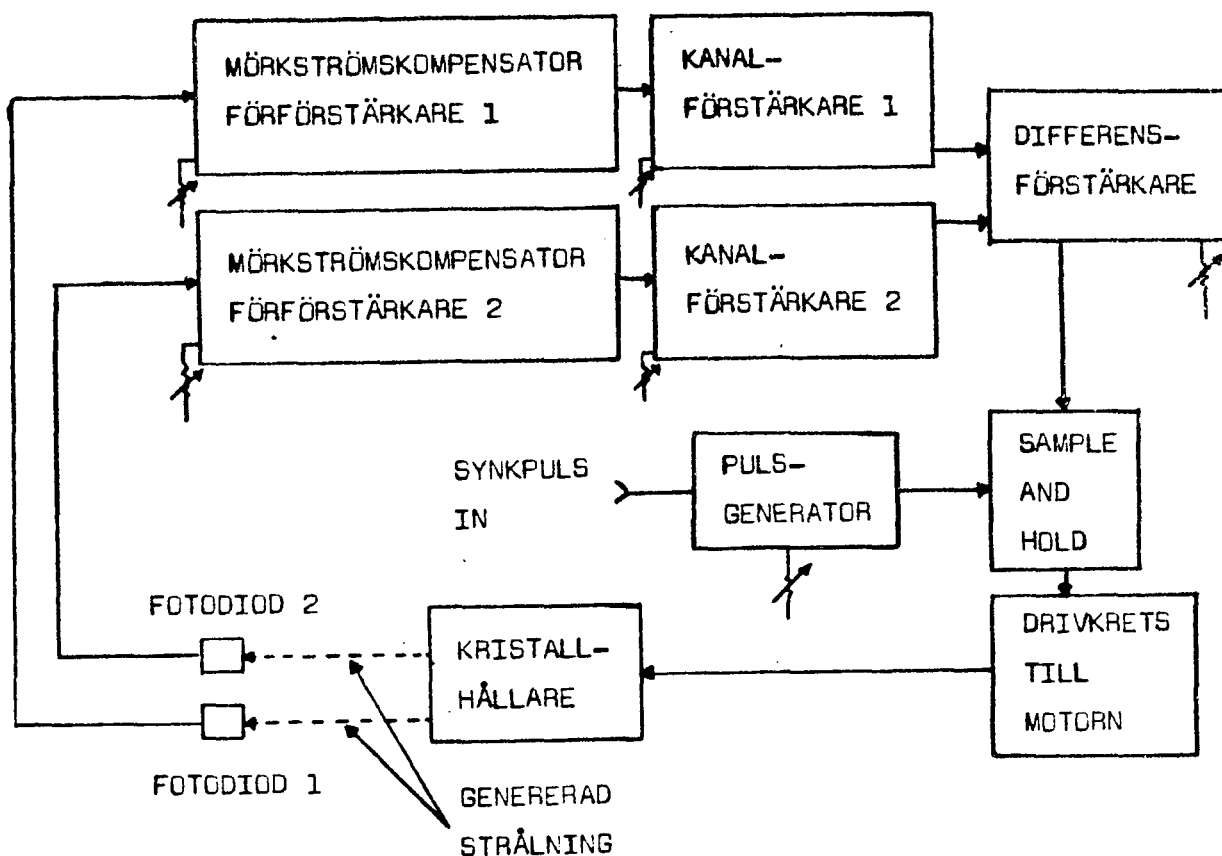
tillgängliga våglängdsområde med några olika syntesmetoder. Dessutom har våglängderna för användbara övergångar hos en del intressanta ämnen angivits.

## 5. APPARATBESKRIVNING

Enligt den redan nämnda artikeln "Servo Tuning and Stabilization of Nonlinear Optical Crystals", krävs ett elektroniskt servosystem för styrningen av kristallen. Ett sådant finns beskrivet i en följdartikel [9] av Bjorklund och Storz. Vi har i huvudsak följt denna systembeskrivning vid konstruktionen av den elektroniska apparaturen.

### 5.1 Blockdiagrambeskrivning

Figur 5.1 visar ett detaljerat blockdiagram över servosystemet.



Figur 5.1 Blockdiagram

De i kristallen genererade hjälpstrålarna går till fotodiодerna

1 och 2. Dessa är av EG & G-typ UV100B. Fotodioderna kan användas inom ett ganska brett spektralområde. De arbetar som fotoledare för att erhålla ett linjärt förhållande mellan spänningen ut från dioderna och strålningen in.

Utgången på varje diod är kopplad via skärmad kabel till förförstärkare. Dessa förstärkare används för att kompensera bort mörkströmmen. De justeras med rattarna märkta offset på panelens framsida, (se figur 5.2). När ingen strålning kommer in till dioderna skall offsetkontrollerna justeras så att spänningen ut också blir noll. Med hjälp av förförstärkarnas offsetspänning kan man även kompensera för spridd bakgrundsstrålning, som träffar dioderna.

Signalerna går sedan vidare till ett nytt par av förstärkare, vilka har variabel förstärkning upp till 20 ggr. Denna förstärkningsmöjlighet gör att man kan kompensera för olika intensitet hos hjälpstrålarna. Detta är nödvändigt då det är svårt att hitta ett spegelarrangemang som ger två lika intensiva hjälpstrålar. Dessa förstärkare manövreras med rattarna märkta ch1 och ch2 på panelens framsida.

De båda signalerna går därefter vidare till en krets som förstärker upp skillnaden mellan dem. Eftersom förstärkningen i detta steget är avgörande för reglerkretsens uppförande, är inställningen ytterst känslig och måste, för att få bästa gensvar, justeras om vid varje given situation. Man bör sträva efter att få så stor förstärkning som möjligt utan att svängningar uppstår. Ratten är märkt servo gain och sitter på panelens framsida.

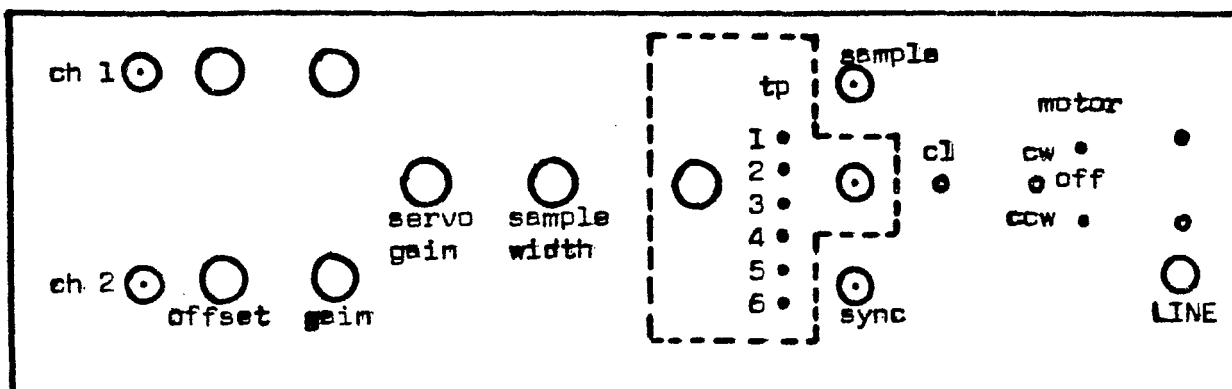
Efter differensförstärkaren går signalen vidare till en Sample and Hold-krets som förser drivkretsen till motorn med likspänning. Denna krets samplar signalen ut från differensförstärkaren och håller tiden mellan laserpulserna en konstant likspänning proportionell mot signalens amplitud.

Denna felsignal går efter förstärkning till motorn som kommer att rotera åt endera hållet beroende på felsignalens tecken. På panelens framsida finns en omkopplare som ställs i läge medurs eller moturs beroende på vilket håll man vill att motorn ska rotera

vid en given polaritet på felsignalen. Motorns rotationshastighet kommer givetvis att bero på felsignalens storlek.

Pulsgeneratorn genererar samplingspulsen, den tid under vilken Sample and Hold-kretsen samplar felsignalen. Samplingstiden, dvs pulsens längd, kan justeras med en ratt på panelens framsida märkt sample width. Ytterligare en justering av pulsen är möjlig, nämligen tidpunkten för samplingspulsens början. Detta kan justeras på själva kretskortet.

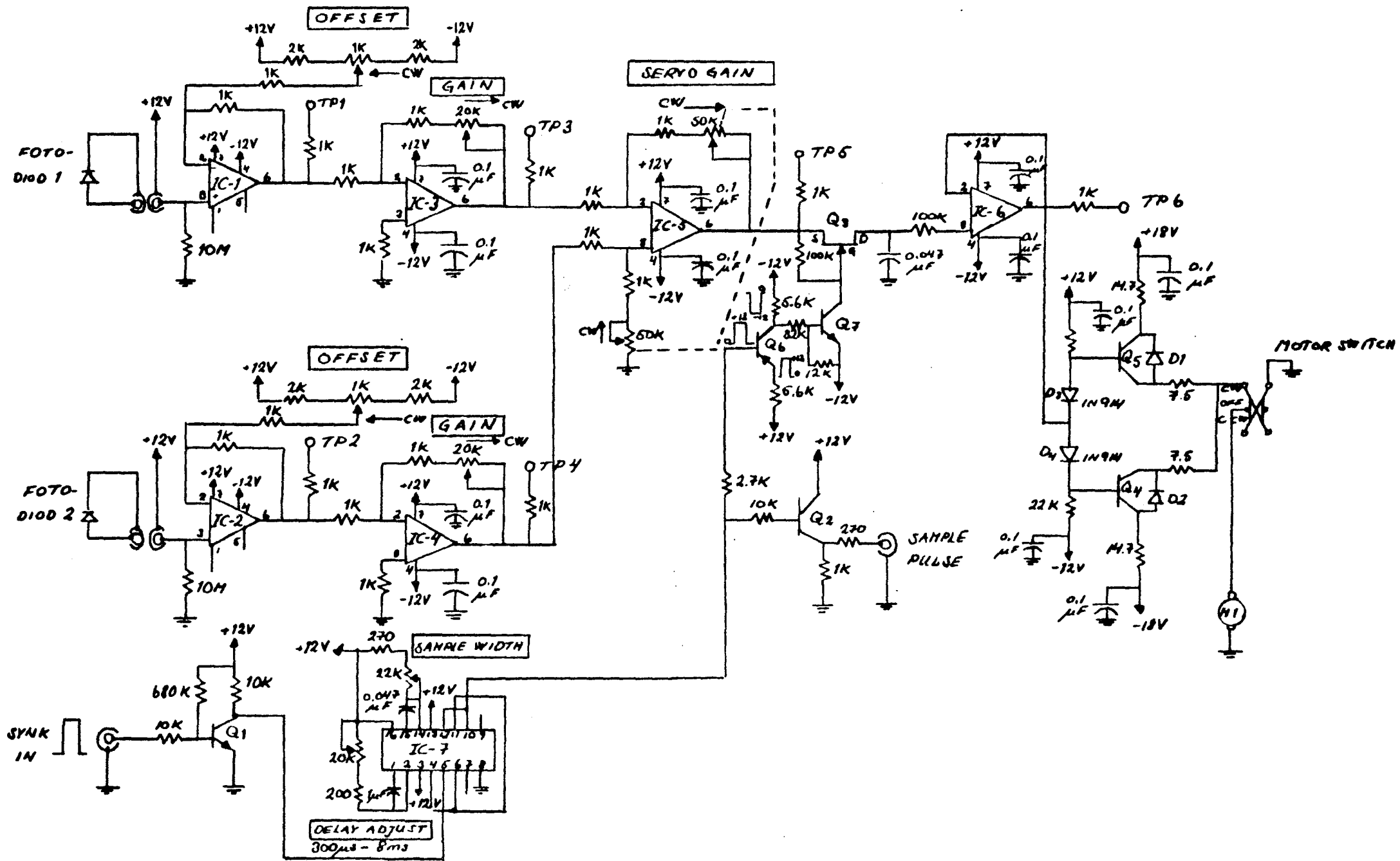
För att pulsgeneratorn ska kunna arbeta måste den förses med en syncpuls från lasern som kopplas in på ett uttag på panelens framsida. Syncpulsen skall vara en positiv puls som har en amplitud mellan 3 och 15 volt. Fördröjningen av pulsen kan justeras mellan 0.3 ms och 8 ms. Motorn är förbunden med kristallhållaren via en koppling till mikrometerskruven, samt kan röra sig fritt i en skena monterad under hållaren.



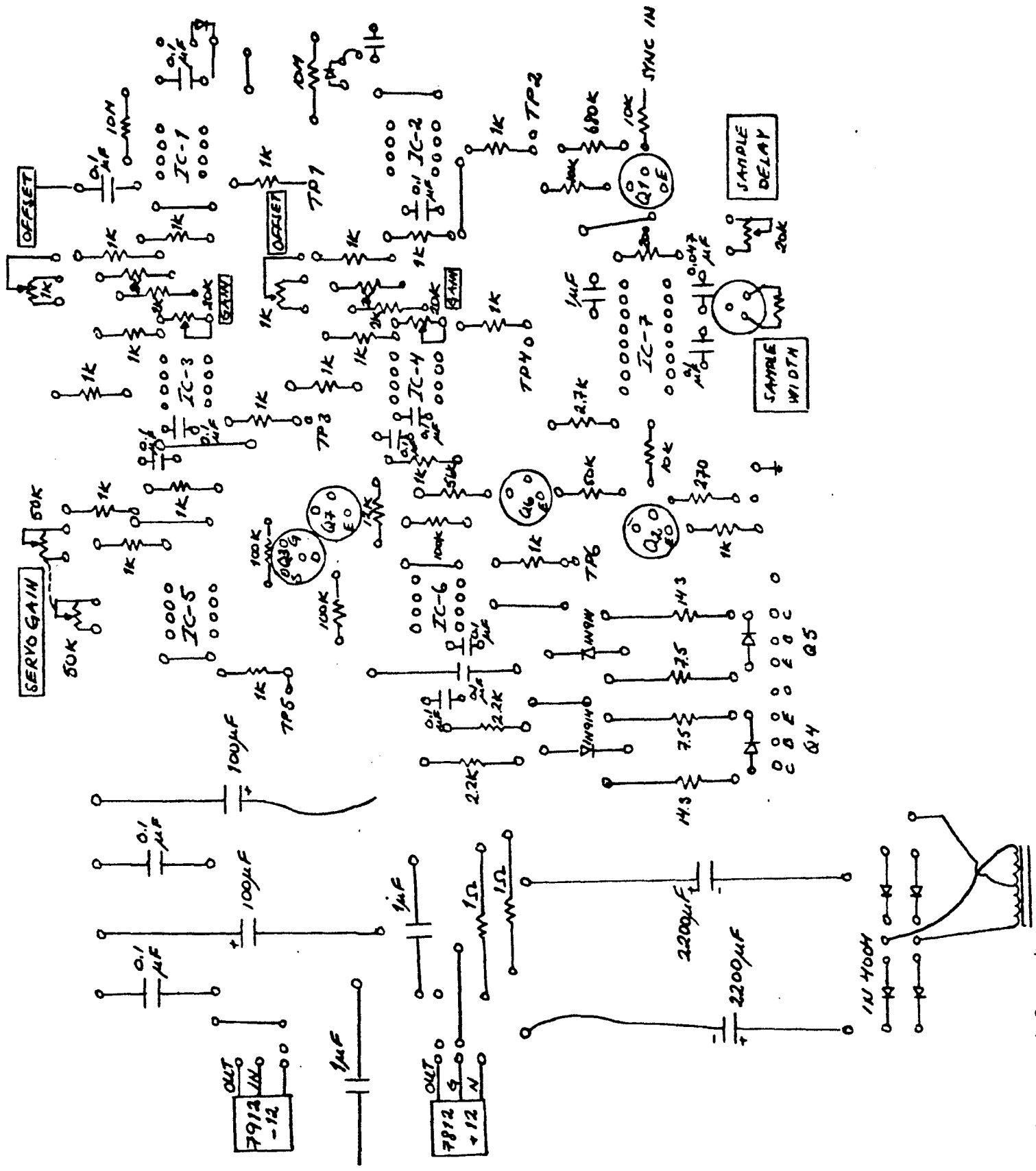
Figur 5.2 Manöverpanelen

## 5.2 Kretsbeskrivning

Figurerna 5.3, 5.4 och 5.5 visar fullständiga komponentscemata över servosystemet med dess spänningsförsörjning samt layouten på kretskortet. Från fotodioderna, som ger en spänning proportionell mot intensiteten, går signalerna till IC-1 och IC-2, som båda är OP-förstärkare av typ  $\mu A-741$ . Dessa är de tidigare beskrivna förförstärkarna. Utgångarna från dessa förstärkare kan man monitorera via testpunkterna 1 och 2 som tas ut på framsidan av panelen. Förförstärkarna är elektriskt identiska och har förstärkningen 1.



Figur 5.3 Kopplingschema



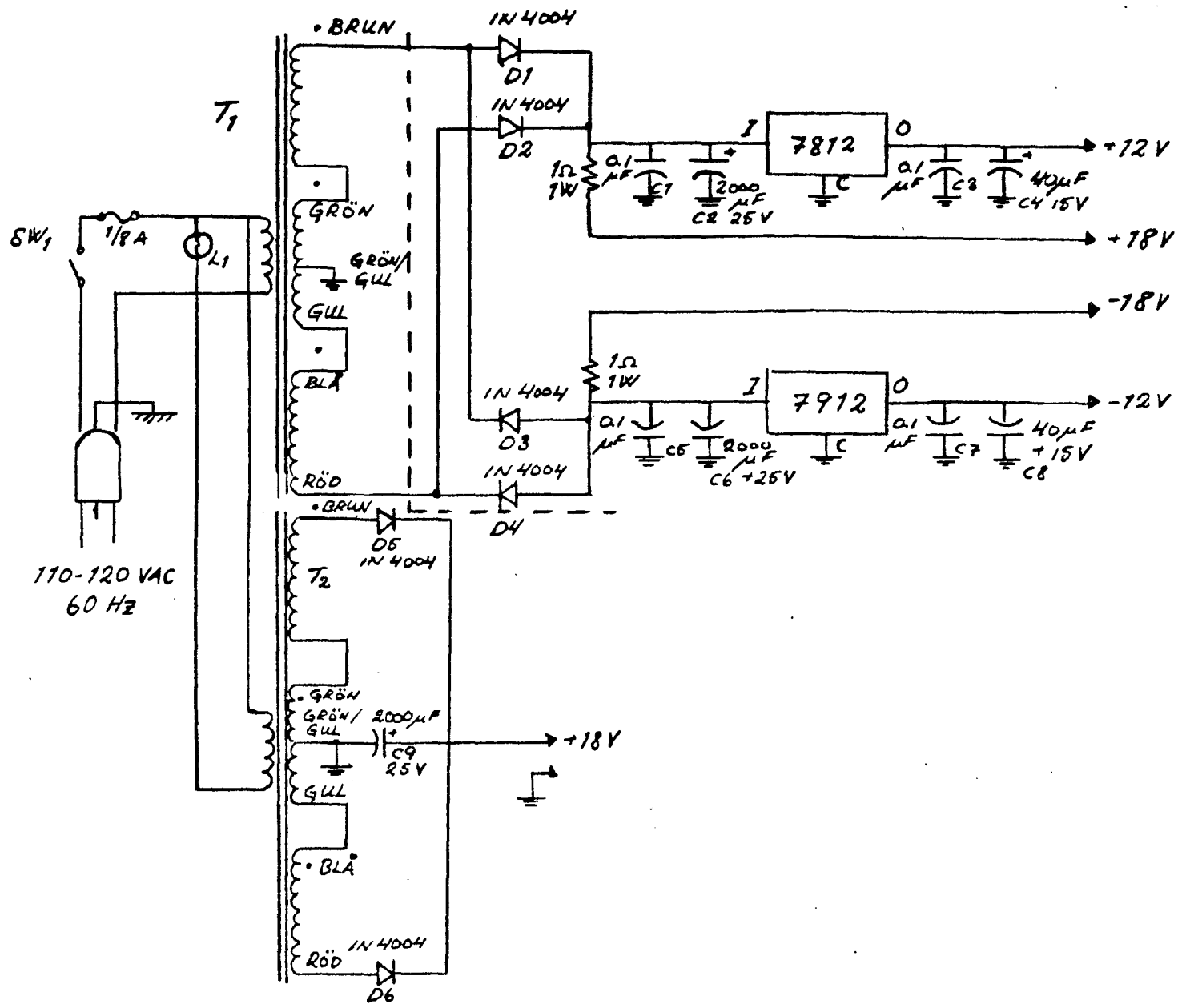
Figur 5.4 Krets-korts layout

IC-3 och IC-4 är de förut beskrivna variabla förstärkarna. De är också av typ  $\mu\text{A}-741$  och kan förstärka från 1 till 20 gånger. Utgångarna är kopplade till testpunkterna 3 och 4 som man kan ta ut på framsidan. IC-5 är den tidigare omnämnda differensförstärkaren. Den subtraherar signalen på utgången av IC-3 från signalen på utgången av IC-4. För att erhålla ett stabilt och snabbt servosystem finns möjlighet att förstärka felsignalen från 1 till 50. Testpunkt 5, som kan tas ut på panelens framsida, visar signalen ut från IC-5, dvs felsignalen.

Sample and Hold-kretsen består av IC-6, som är en enkel följare, samt transistorerna Q3 och Q7. Transistorn Q7 förser gaten på FET:n Q3 med spänning så att Q3 leder under den tid som det finns felsignal. Detta gör att signalen ut från IC-5 laddar upp kondensatorn till en spänningsnivå. När Q3 inte leder kommer kondensatorn att överföra denna spänning till IC-6 som är en FET-OP-förstärkare av typ  $\mu\text{A}-740$  med extremt hög inimpedans. På grund av den långa tidskonstanten ligger denna spänningsnivå kvar under tidsintervallet då Q3 inte leder. Utsignalen från IC-6 kommer alltså att vara proportionell mot felsignalen från IC-5. Signalen från IC-6 kan tas ut via testpunkt 6 på panelens framsida.

Samplingspulsgeneratoren består av transistorerna Q1, Q6 och Q7 samt IC-7 och tillhörande motstånd och kondensatorer. En syncpuls från lasern går till Q1 som fungerar som en pulsformare som skapar en lämplig triggpuls till IC-7. IC-7 är en CMOS integrerad krets av typ RCA-CD4098BE. Det är en dubbel monostabil oscillator. Dess uppgift består i att generera en puls med lämplig längd och fördröjning. Denna puls ska sedan styra ut FET:n Q3.

Motorns drivkrets består av transistorerna Q4 och Q5. Dessa fungerar som förstärkare och förser motorn med ström och spänning. Komponentsschemat för spänningsförsörjningen finns i figur 5.5. Drivspänningarna är +18 volt till transistorerna Q4 och Q5, medan den är +12 volt till övriga transistorer och till de integrerade kretsarna.

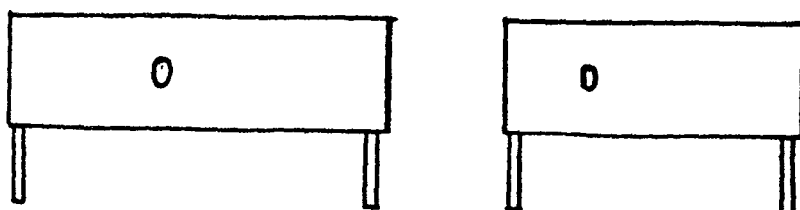


Figur 5.5 Kopplingsschema över spänningsförsörjningen



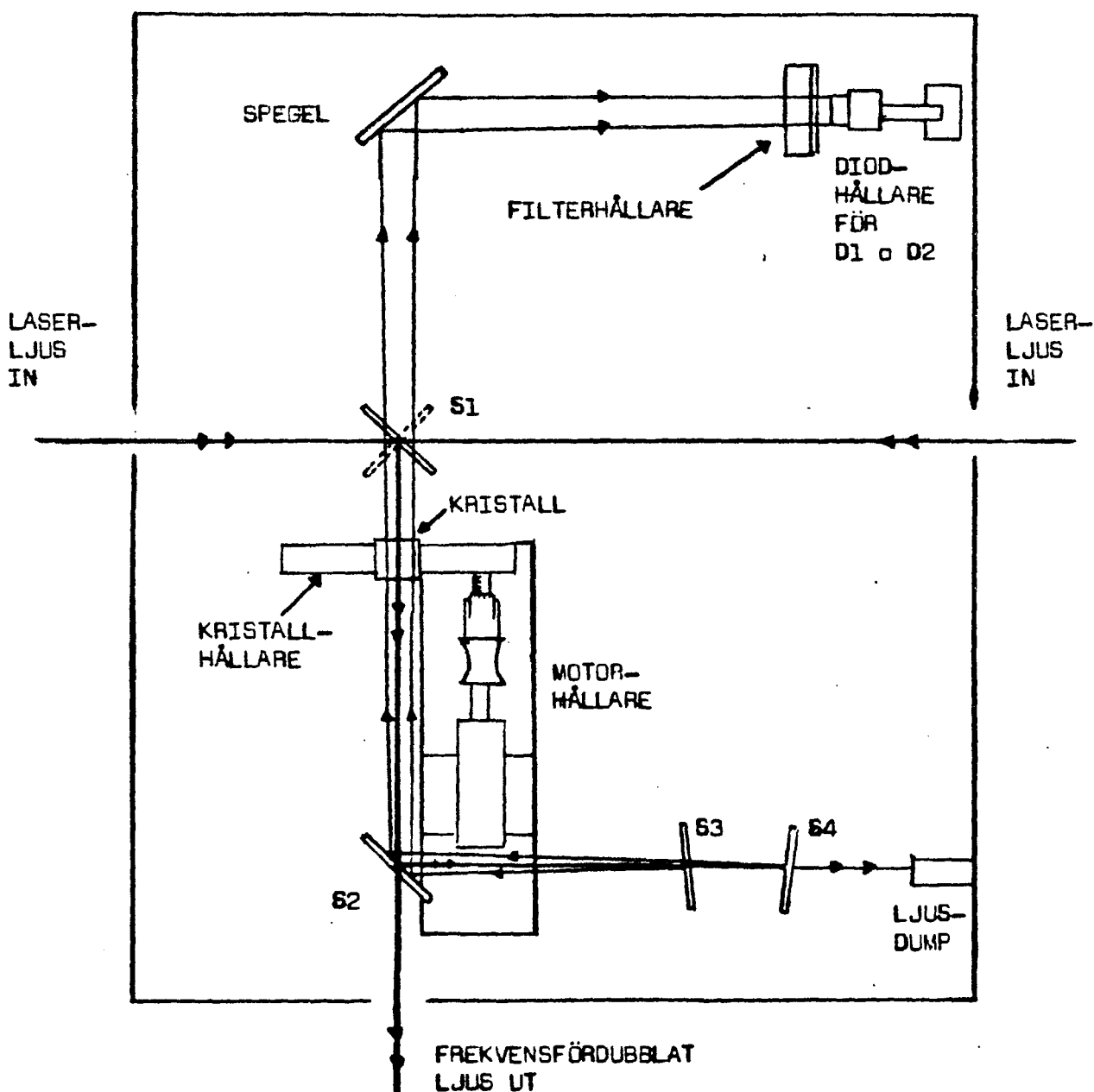
### 5.3 Beskrivning av den optiska uppställningen

De optiska komponenterna är inbyggda i en aluminiumlåda enligt figur 5.6.



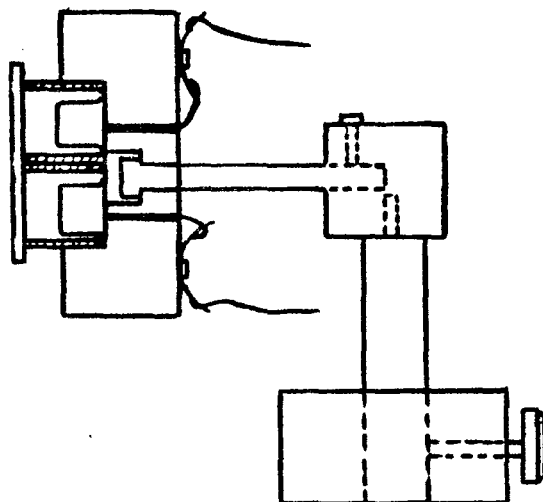
Figur 5.6 Sidovyer av lådan

Lådans bottenplatta, i vilken alla spegelhållare och dylikt finns monterade är illustrerad i figur 5.7 där placeringen av de olika komponenterna tydligt framgår.



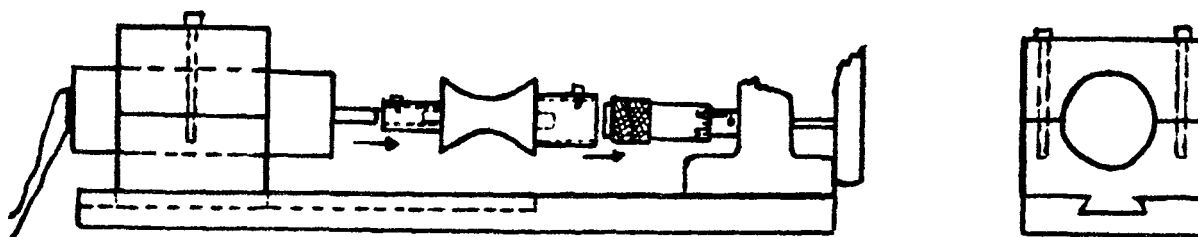
Figur 5.7 De optiska komponenternas placering på bottenplattan

Den inkommande laserstrålen träffar först S1, vilken är en dikroitisk spegel, som släpper igenom UV-ljus medan det synliga ljuset reflekteras. Det reflekterade ljuset från S1 går sedan genom kristallen som frekvensfördubblar strålen. Efter kristallen delas ljuset upp i S2, som även det är en dikroitisk spegel av samma typ som S1. S2 släpper igenom det av kristallen dubblade ljuset medan det synliga ljuset reflekteras bort till speglarna S3 och S4 som är två partiellt reflekterande speglar. Vid  $45^\circ$  infall har S3 50% och S4 30% reflektans vid  $\lambda=5320 \text{ \AA}$ . I den aktuella uppställningen har vi nära nog vinkelrätt infall och reflektanserna blev i detta fall uppmätta till för S3 ca 38% och för S4 ca 18%. Efter reflektionen i S3 och S4 har vi fått två ifrån varandra separerade strålar, som vi kallar hjälpstrålar. Dessa strålar skickas tillbaka via S2 genom den frekvensfördubblande kristallen, vidare genom S1, reflekteras med hjälp av spegeln bort till fotodioderna D1 och D2, som är monterade enligt figur 5.8.



Figur 5.8 Diodhållare

Genom att lägga dessa hjälpstrålar på var sin sida om huvudstrålen kommer de att vid vridning av kristallens orientering ligga olika nära vinkelvillkoret för fasmatchning. Detta gör att de får olika intensitet vilket medför att servosystemet kommer att ge upphov till en felsignal som får motorn att vrida kristallhållaren närmare fasmatchningsvillkoret. Arrangemanget av själva motorn vid kristallhållaren visas i figur 5.9.



Figur 5.9 Arrangemang av motor och kristallhållare

Motorn glider längs en skena av mässing och arbetar via en gummi-koppling direkt på kristallhållarens mikrometerskruv.

Framför diodhållaren sitter en filterhållare med möjlighet för utbyte av dämpfilter, vilket är nödvändigt på grund av den höga laser-effekten samt effektens variation med olika färgämnen.

För att få så god styrning som möjligt bör avståndet från kristallen till dioderna inte vara för litet eftersom strålarna bör ligga så nära fasmatchning som möjligt. Om strålarna ligger för långt ifrån fasmatchning kommer det att behövas en större vridning av kristallhållaren för att få motsvarande intensitetsskillnad som när de ligger mycket nära fasmatchning. För att få större avstånd har vi vinklat strålarna med hjälp av tidigare nämnda spegel och på så sätt utnyttjat lådans utrymme bättre.

Lådan har två ingångshål för lasern och ett utgångshål för det dubblade ljuset. De två ingångarna gör det möjligt att få ut det dubblade laserljuset antingen till höger eller till vänster i förhållande till den inkommande laserstrålen. Detta utföres genom att vrida spegel S1.

## 6. BRUKSANVISNING

### 6.1 Sync-pulsen inkopplas

Koppla in sync-pulsen från lasern (utgången variable adjust har visat sig lämplig), till uttaget märkt sync in på panelens framsida. Samma signal kopplas till triggeringången på ett oscilloskop, där vi monitorerar de olika intressanta signalerna. Dessa tas ut från paneluttaget märkt tp 1, 2, 3, 4, 5 och 6. Se figur 5.2.

## 6.2 Inställning av kristallen

Ställ in kristallen så att maximal uteffekt hos det frekvensför-dubblade ljuset erhålles (mäts lämpligen med wattmeter). Detta gör man medan servot är frånslaget. Efterjusteringar kan bli nödvändiga, åtminstone i början innan kristallen hunnit stabilisera sig, p g a dess känslighet för temperaturvariationer. Inställningen bör göras vid den våglängd inom det aktuella intervallet, där effekten är störst, se vidare anmärkning punkt 7 nedan.

### Anmärkning

Vid byte av färgämne ändras det avstämbara våglängdsområdet och ljuseffekten. Om de dikroitiska speglarna S1 och S2 (se figur 5.7 sidan 23) har ett alltför smält spektralområde som de fungerar inom, dvs släpper UV-ljuset men reflekterar det synliga, kan det bli aktuellt att byta dessa speglar till ett par som är mer lämpade för det nya våglängdsområdet. Kontrollera alltså hur mycket av det dubblade ljusets effekt som går förlorad i dessa speglar, t ex genom mätning med hjälp av wattmeter, innan vidare injusteringar görs.

## 6.3 Inställning av de partiellt reflekterande speglarna

Justera speglarna S3 och S4 (se figur 5.7 sidan 23) så att hjälpstrålarna hamnar på var sin sida om huvudstrålen. Detta göres enklast genom att först ställa in båda strålarna så att de har maximal intensitet, dvs uppfyller fasmatchningsvillkoret. Därefter ändrar man speglarna S3 och S4 så att hjälpstrålarna hamnar lite vid sidan av huvudstrålen, en åt vardera hållet, med minskad intensitet som följd. För att senare lättare kunna ställa in servot bör de ha så lika intensitet som möjligt. Kontrollera därefter genom att vrida mikrometerskruven fram och tillbaka att strålarna uppför sig på rätt sätt, dvs vid vridning ena hållet ökar ena strålens intensitet (hamnar närmare fasmatchning) medan den andra strålens intensitet minskar (hamnar längre ifrån fasmatchning). Vid vridning åt andra hållet gäller motsvarande fast tvärtom. En vridning med 2-3 skaldelar av kristallhållarens mikrometerskruv bör tydligt visa intensitetsskillnaden hos hjälpstrålarna.

### Anmärkning

Lägg märke till att p g a de partiellt reflekterande speglarnas

reflektanser; RS3 = 38%, RS4 = 18% har inte hjälpstrålarna samma intensitet då de når fotodiодerna. Detta innebär att när vi ställer in dem så att de för ögat har samma intensitet ligger de inte symmetriskt orienterade kring huvudstrålen. Detta får vissa konsekvenser vid inställningen av servo gain, se vidare anmärkning punkt 7 nedan.

#### 6.4 Elektroniken inkopplas. Diodsignalerna injusteras

Slå på elektroniken. Kontrollera TP1 och TP2 på oscilloskopet. Dessa visar signalerna från förförstärkarna. Signalerna bör ej vara större än 2 volt. I annat fall bör lämpligt dämpfilter sättas in i strålgången. Med rattarna märkta offset justeras signalerna in så att de ger spänningen 0 ut då ingen signal når diодerna. Kontrollera även nu, genom att ta in signalen sample pulse (uttag på panelens framsida) på oscilloskopets andra kanal, att sampling sker under rätt tidsintervall av signalerna. Detta kan annars justeras dels med rattan märkt sample width (ändrar samplingspulsens längd) dels med ett vridmotstånd som finns direkt på kretskortet (justerar fördröjningen av samplingspulsens).

#### 6.5 Förstärkning av signalerna

Förstärk nu signalerna med hjälp av rattarna ch1 och ch2 och kontrollera dem på oscilloskopet via TP3 och TP4. Signalerna bör vara i storleksordningen 1-3 volt och det har visat sig att ca 2 volt ger det bästa uppförandet hos servosystemet. Vid dessa justeringar bör man sträva efter att få så lika signaler som möjligt ut från kanalförstärkarna. Vid ändringen av förstärkningen kan det hända att den tidigare inställda offseten påverkats. Denna måste i så fall justeras rätt igen.

#### 6.6 Felsignalen nollställes

Koppla in TP5 på oscilloskopet. Detta är felsignalen ut från differensförstärkaren. Den skall vara noll. Om så ej är fallet, ändra endera av kanalförstärkarna. (Obs! Mycket små justeringar!).

#### 6.7 Inställning av servo gain. Motorn på

Sista injusteringen göres med rattan märkt servo gain (dvs för-

stärkningen av felsignalen) så att viss avvikelse från optimalt läge hos kristallen ger lagom stor felsignal (se anmärkning nedan). Förstärkningen bör vara så stor som möjligt utan att svängningar i systemet uppstår. När detta är gjort kopplas motorn på. Beroende på hur hjälpstrålarna ligger orienterade i förhållande till huvudstrålen kan det visa sig nödvändigt att ändra rotationsriktning hos motorn. Motorn kopplas på med knappen märkt CW, OFF, CCW på panelens framsida.

#### Anmärkning

Vad lagom stor felsignal innebär beror på två saker, dels på hur fort vi vill scanna lasern, dels på hur stort våglängdsintervall som scannas. Dessutom har det betydelse åt vilket håll man scannar beroende på, som tidigare nämnts i anmärkning punkt 3 ovan, att hjälpstrålarna oftast ligger osymmetriskt kring riktningen som uppfyller fasmatchningsvillkoret. Detta får till följd att vridning lika mycket åt vardera hållet eller ekvivalent förskjutning i våglängd av laserljuset ger olika stora felsignaler. Justering av servo gain kan alltså bli aktuell om man ändrar scanningsriktningen.

Inställningen bör som tidigare nämnts i anmärkning 2 ske där ineffekten är som störst inom det aktuella våglängdsområdet. Detta är, beroende på vad som noterats innan, speciellt viktigt vid scanning av stora intervall. Om man skulle ställa in i kanten av intervallet blir felsignalerna alltför stora då man kommer till området med maximal ineffekt vilket medför att dioder eller förstärkare bottnar beroende på alltför stor signal. Detta medför i sin tur ett mycket ostabilt uppförande hos motorn som börjar oscillera kraftigt.

#### 7. TESTNING OCH TILLÄMPNINGAR

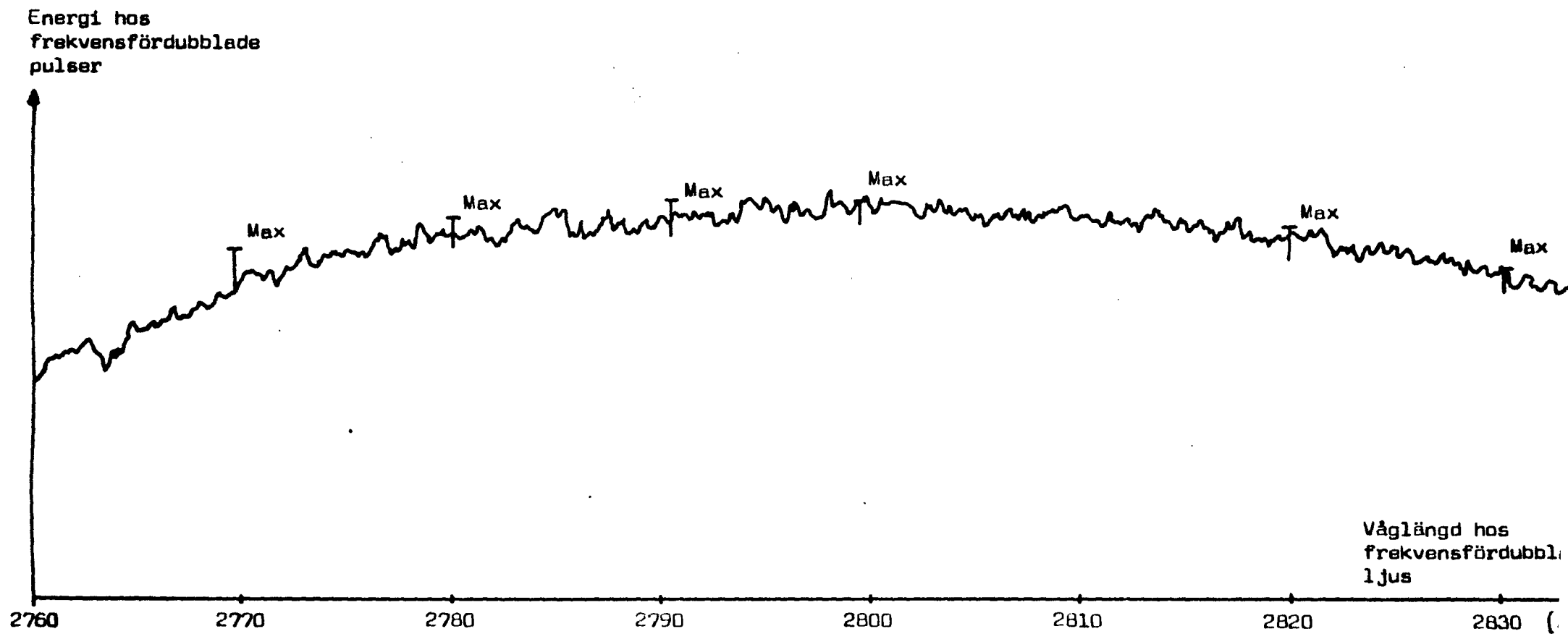
Vid en given mätning begränsas det våglängdsområde inom vilket systemet kan fungera av i huvudsak två faktorer. Den första är att färgämnet bara kan ge tillräcklig uteffekt inom ett begränsat våglängdsintervall. Genom att byta färgämne kan man upphäva denna begränsning. Den andra begränsande faktorn består i att kristallhållaren skärmar av strålen vid alltför stora infallsvinklar. Mellan två mätningar kan man emellertid vrida hela kristallhålla-

ren och på så sätt byta våglängdsintervall. Vid större skillnader i våglängd måste man byta till en kristall med ytorna skurna i en lämpligare vinkel mot kristallens optiska axel.

### 7.1 Upptagning av färgämnesprofiler

I figur 7.1 har större delen av det tillgängliga våglängdsområdet hos färgämnet Rhodamine 590 genomlöpts. Lasereffekt i UV-området kunde på så sätt åstadkommas från 2760 Å till 2835 Å utan att systemet uppförde sig illa eller effekten sjönk alltför mycket. Pulsenergin låg kring 4 mJ/puls vid färgämnets mitt. När man vill genomlöpa ett så pass brett våglängdsområde måste inställningen av de partiella speglarna och de bägge diodkanalernas elektronik ske i mitten av området. På grund av att oundvikliga assymetrier kommer att förvärras mot områdets ytterkanter genom dubblingsprocessens naturligt olinjära uppförande, måste servoförstärkningen ges ett måttligt värde. Detta för med sig att kretsen kommer att svara långsammare än vid den inom varje område bästa inställningen. I figuren kan man tydligt se färgämnets profil med en topp nära 2800 Å. Pulsenergin uppmättes med hjälp av lasereffektmätare kopplad till en potentiometerskrivare. Vid var tionde Ångström har svepet stannat, varvid dubblingskristallerna hos både pump-lasern och dubblingssystemet efterjusterades för hand. Det maximalt uppnåeliga pulsenergivärdet avsattes på diagrammet. En första iakttagelse är att nyttan av omjusteringarna avtar mot slutet av experimentet då temperaturjämvikt har inträtt. Man bör alltså låta systemet arbeta åtminstone en halvtimme vid den intressanta våglängden innan några viktigare mätningar utföres. Vidare är det värt att lägga märke till att justeringarna är mycket små - av storleksordningen delar av  $\mu\text{m}$  på kristallens mikrometerskruv -, vilket motsvarar några  $\mu\text{rad}$  för kristallvridningen. Variationen på grund av otillräcklighet i servosystemet uppgår till ca 10% medan inverkan av färgämnets våglängdsberoende är 50% inom det betraktade området.

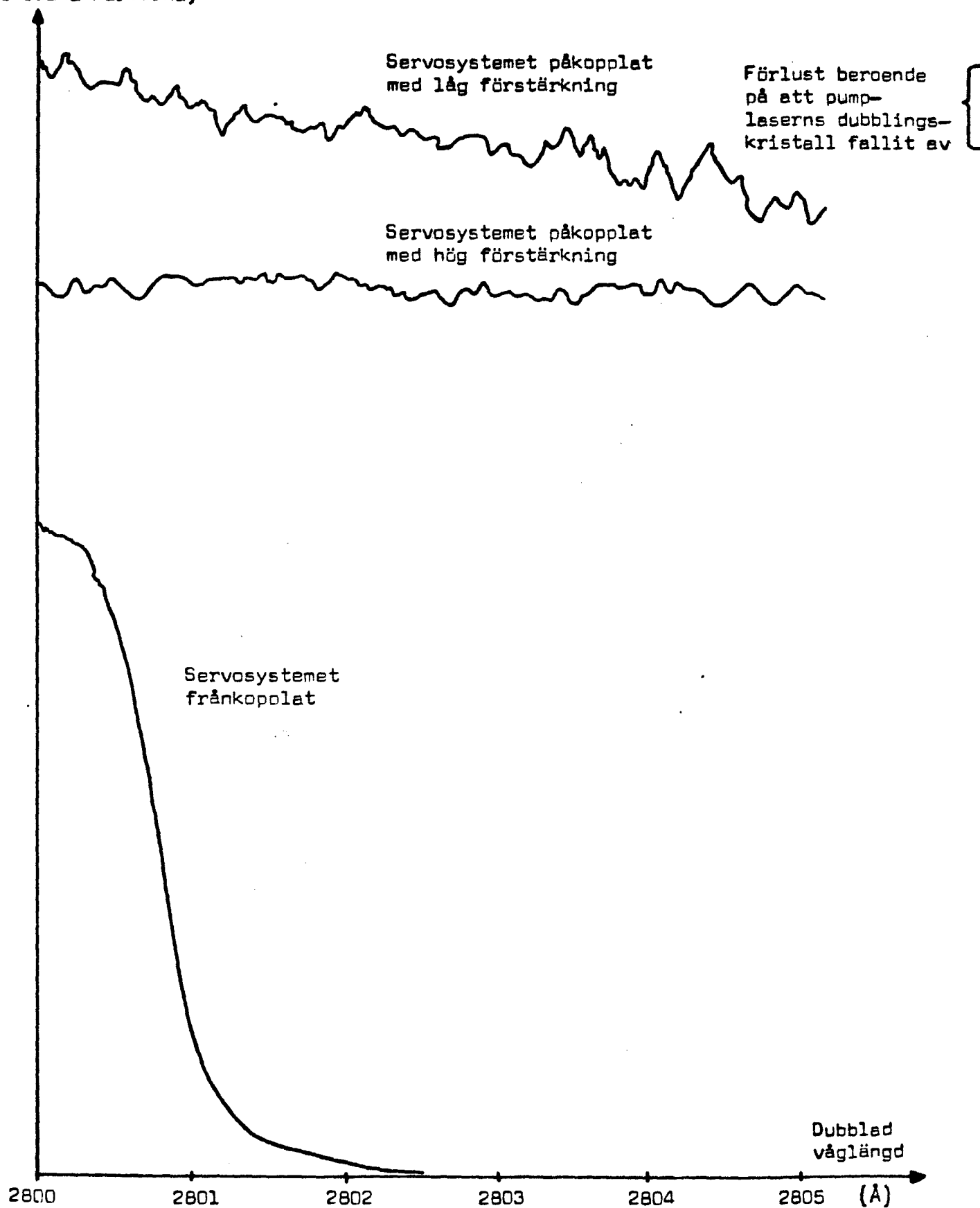
I figur 7.2 redovisas systemets uppförande inom ett smalare våglängdsintervall där scanningen skett långsammare. Scanningen åstadkommes genom att en stegmotor får vrida det gitter som avgör färgämneslaserns våglängd. Ingen vikt skall fästas vid de tre kurvornas olika toppvärden, eftersom de separerats för att få ökad tydlighet.



Figur 7.1 Det frekvensfördblade ljusets uteffekt då inkommande ljus alstrats med färgämnet Rhodamine 590



Uteffekten, mätt  
med wattmeter  
(skalan olika för  
de olika kurvorna)



Figur 7.2 Servosystemets uppförande vid scanning av små våglängdsintervall

Däremot är nollpunkten densamma. Även här har kurvorna erhållits med hjälp av en laserwattmeter kopplad till en potentiometer-skrivare. Den översta kurvan exemplifierar uppförandet när servokretsens förstärkning har fått ett för lågt värde. De ganska stora, nästan periodiska svängningarna beror på att kristallens vinkelfel hinner växa ganska mycket innan motorns drivspänning blir tillräckligt stor för att övervinna momentet i motor, gummi-koppling och mikrometerskruv. Dessutom faller effekten av något, även om det mesta av effektförlusten kan tillskrivas pumplasersns ostabiliserade dubblingskristall.

I den mellersta kurvan har förstärkningen ökats. Detta medför att kristallen vrides oftare och i mindre steg. Effekten visar inte heller någon nedåtgående trend som den gjorde i ovanstående försök. Om man ökar förstärkningen ytterligare kommer systemet i självsvängning. Detta leder till minskad uteffekt, ojämnare effekt mellan pulserna och risk för att kristallen vrides utanför det tillåtna vinkelfelområdet.

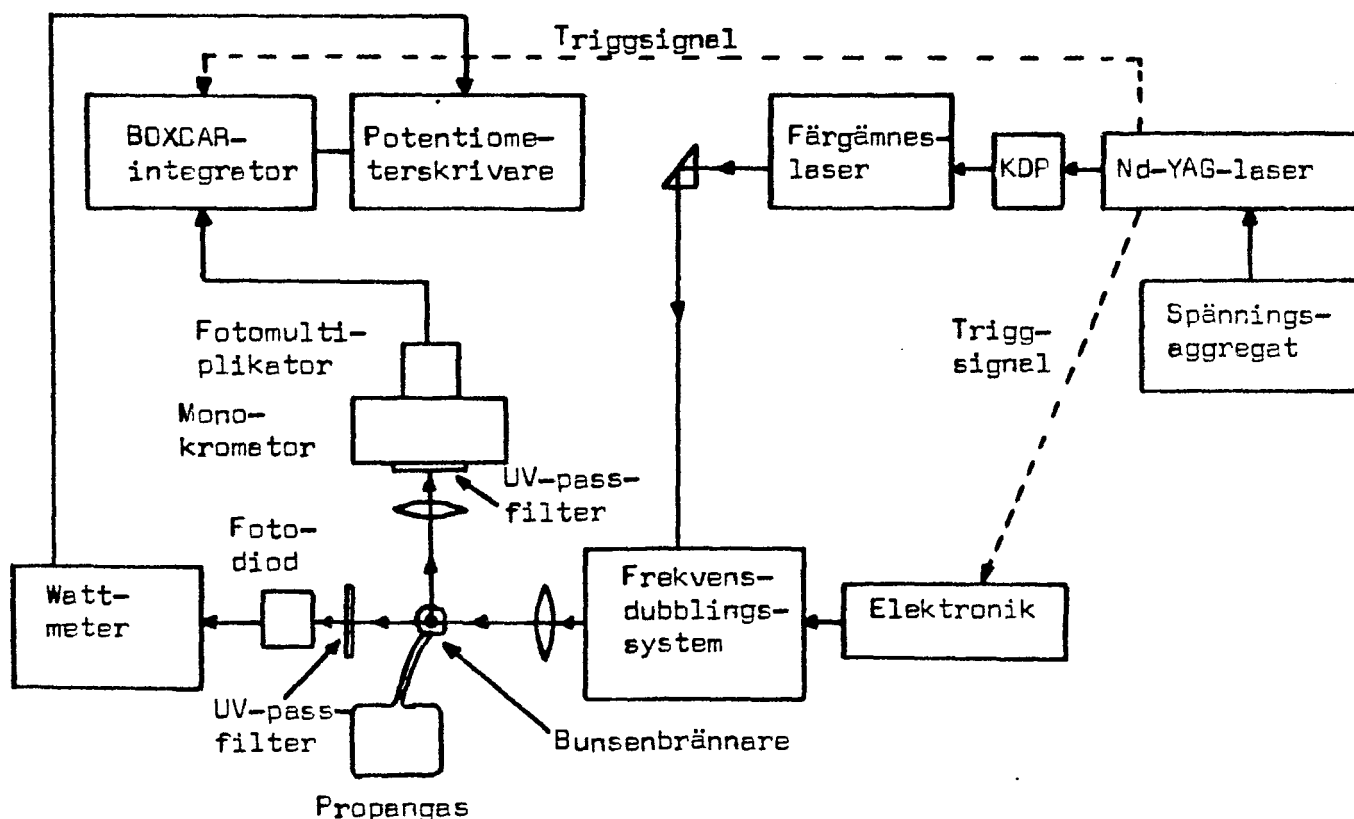
Den nedersta kurvan visar vad som händer om man försöker scanna färgämneslasern utan något servosystem. En avvikelse på 1 Å räcker för att energin skall halveras. Automatisk reglering är således nödvändig om man vill kunna variera våglängden på UV-ljus kontinuerligt.

## 7.2 Tillämpning på OH-radikalen i bunsenflamma

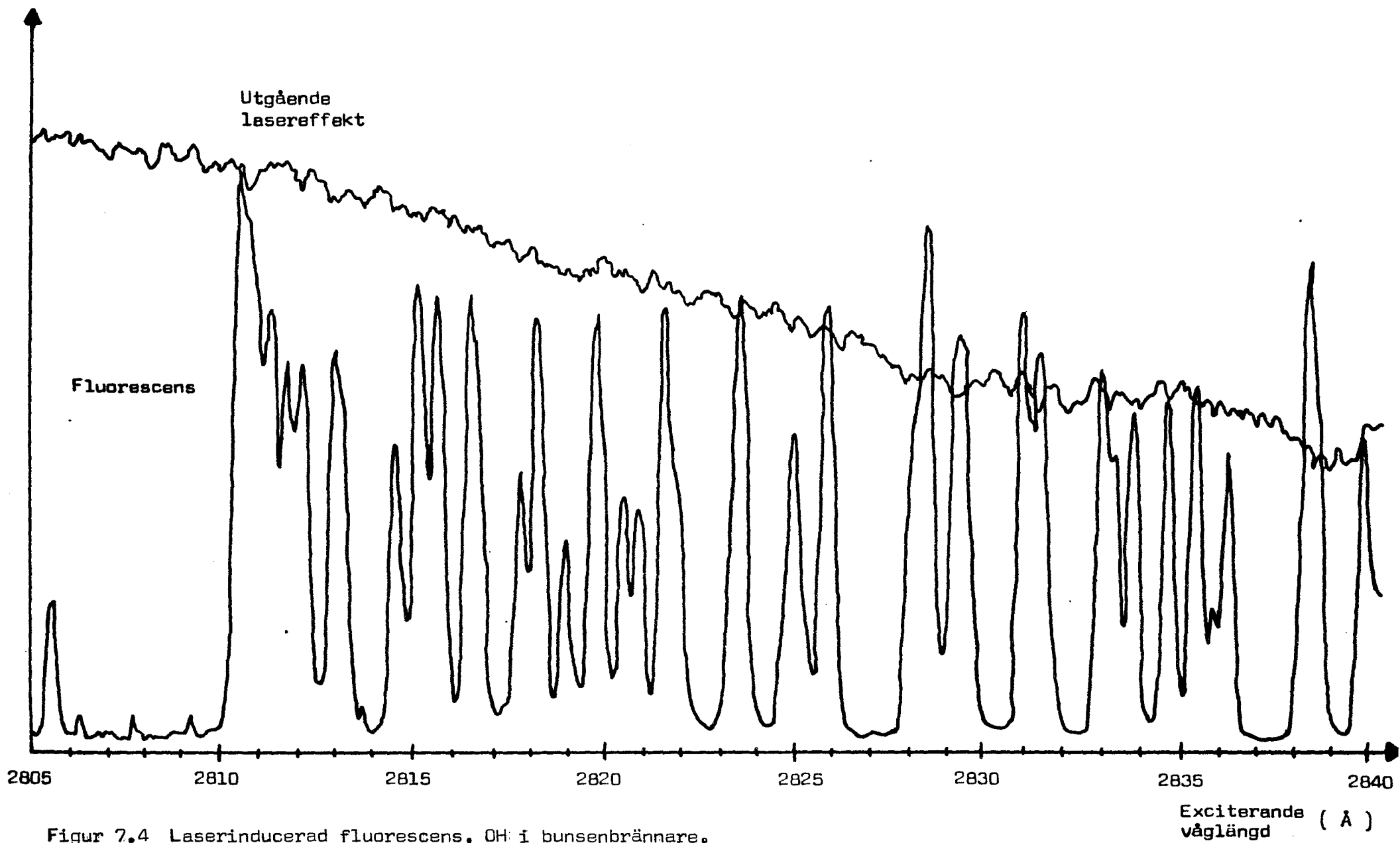
Vid förbränning uppkommer små mängder av fria radikaler. De är ytterst reaktionsbenägna, och förekommer i så små koncentrationer att vanliga kemiska analysmetoder inte är användbara. Däremot kan förekomst och koncentration mätas med spektrometriska metoder [10]. Då propangas förbrännes i en bunsenbrännare uppträder radikalen OH. Vid det försök som redovisas i figur 7.3 belyses flammen med UV-ljus i området 2805-2840 Å. Flammans fluorescens i våglängdsområdet 3100-3200 Å detekteras med monokromator och fotomultiplikator i 90° vinkel mot laserstrålen. Signalen medelvärdesbildas i en Boxcar-integrator och redovisas på en potentiometerskrivare. För att kunna kompensera för färgämneslaserns våglängdsberoende verkningsgrad mäter vi även den ultravioletta laser effekten. Denna representeras

av den övre kurvan i figur 7.4 och har erhållits med hjälp av en laserwattmeter. Härigenom kan dubblingsystemets funktion kontrolleras. Profilens toppar uppkommer då lasern träffar på tillåtna övergångar mellan rotationsnivåer från elektrontillståndet  $A \ ^2\Sigma^+$  med vibrationskvanttalet  $v' = 1$  till elektrontillståndet  $x \ ^2\Pi$  med vibrationskvanttalet  $v'' = 0$  hos OH-radikalen. Vid en träff ökar den energi som upplagras i flammans radikaler, och som kan ge upphov till en spontan fluorescens vid en längre våglängd efter IR-övergångar mellan rotationsnivåer. Denna teknik fordrar att man kan scanna ett ganska brett våglängdsintervall i det ultravioletta området om man vill studera spektrets struktur.

En annan metod består i att arbeta med fix laservåglängd och istället scanna monokromatorn med ett smalt våglängdsfönster. Med vår uppställning kan man studera rotationsnivåerna hos det exciterade tillståndet, medan den andra metoden ger grundtillståndets rotationsnivåer. Om man ställer in lasern mitt på en linje respektive omedelbart vid sidan av linjen kan man få ett mått på koncentrationen. Genom att jämföra olika intensiteter hos olika linjer kan man erhålla ett värde på temperaturen, eftersom besättningen hos rotationsnivåerna är Boltzmannfördelade.



Figur 7.3 Experimentuppställning vid OH försöket



Figur 7.4 Laserinducerad fluorescens, OH i bunsenbrännare.  
 Detektorn känslig för intervallet 310–320 nm.

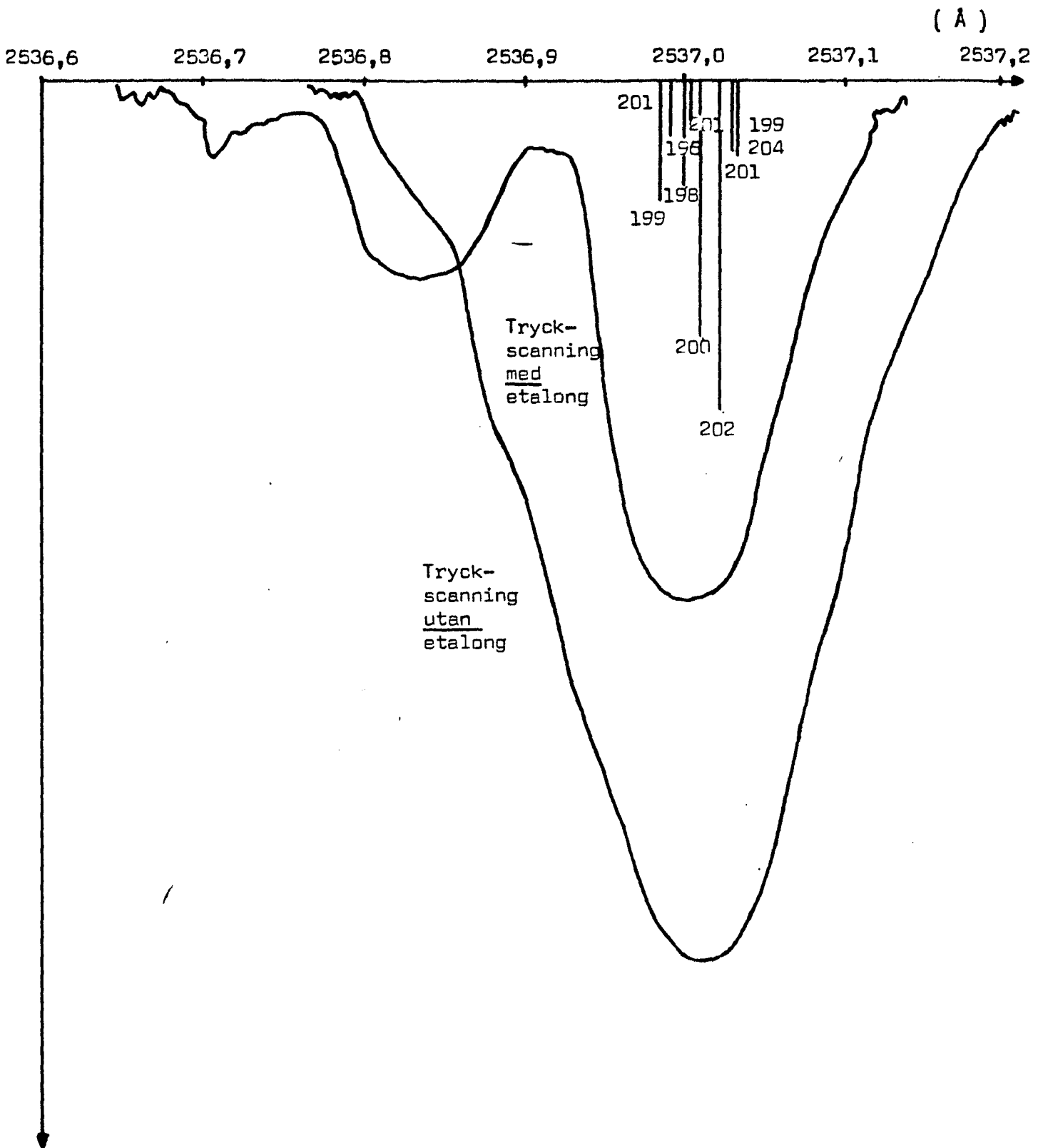
### 7.3 Undersökning av absorption i kvicksilver inför lidarmätningar

Förekomsten av metalliskt kvicksilver i atmosfären är normalt sett mycket liten. På grund av dess starka toxicitet och förmåga att ansamlas i organiskt material, är emellertid varje föroreningskoncentration intressant. Tidigare är det främst klor-alkali industrin som orsakat gasformiga utsläpp av Hg. På senare tid har risken för att en utbyggnad av koleldade kraftverk skulle medföra liknande konsekvenser ökat. Ett annat område lämpat för undersökningar är kvicksilverbalansen i sjöar som tidigare utsatts för utsläpp. Vissa undersökningar tyder på att det försvinner kvicksilver ur sedimentet på fler sätt än genom sjöns utlopp. En mekanism för detta skulle kunna vara utbyte med atmosfären.

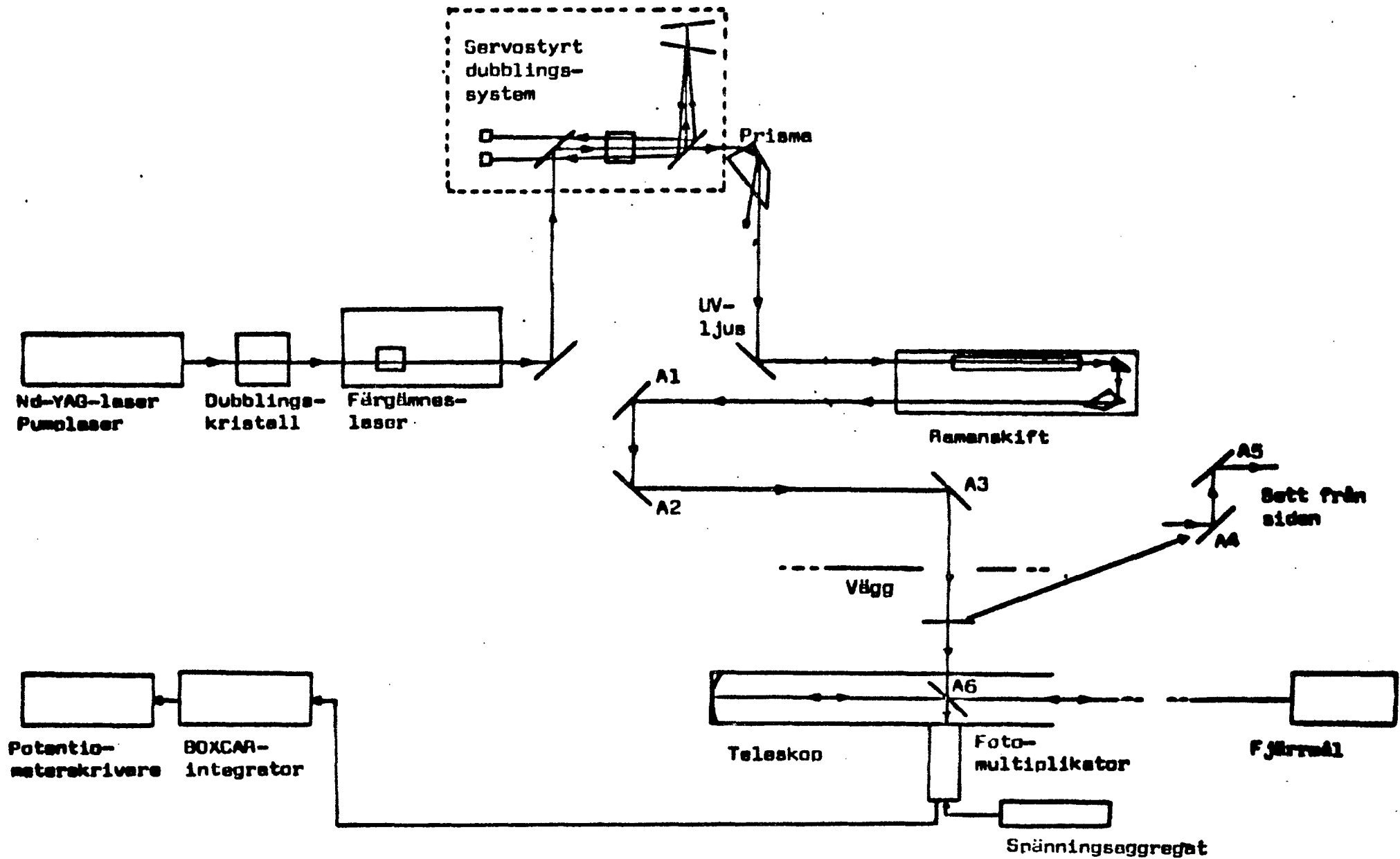
#### 7.3.1 Inledande undersökningar

Den starka absorptionslinjen vid 2537 Å som orsakas av övergången  $^1S_0 - ^3P_1$  är väl lämpad för sådana undersökningar. Eftersom kvicksilver har 7 olika isotoper med masstal mellan 196 och 204, och de udda isotoperna har kärnspinn skilda från 0 uppvisar linjen en komplicerad hyperfinstruktur med 8 urskiljbara komponenter inom ett våglängdsintervall på 0.05 Å (se figur 7.5). Dopplerbredden uppgår vid denna våglängd och rumstemperatur till 0.0022 Å, vilket medför att mellanrummen mellan komponenterna delvis fylls igen. Systemet Nd:YAG - färgämneslaser har som figurens yttre profiler visar en alltför stor linjebredd för att denna hyperfinstruktur skall ge sig till känna.

För att alstra våglängden 2537 Å är det inte tillräckligt att frekvensfördubbla det ljus som erhålles med Rhodamine 6G som aktivt ämne i färgämneslasern. Genom att Ramanshifterns första Anti-Stoke komponent, vilken med vätgas i tryckcellen ger en vågtalsökning på  $4155 \text{ cm}^{-1}$ , kommer vi emellertid upp i tillräcklig fotonenergi. För att undersöka detekterbarheten vid inte alltför realistiska förhållanden placeras en tre meter lång låda i vilken kvicksilver får förångas fritt på 90 meters avstånd. Laserljuset sändes ut genom ett teleskop, och får passera igenom lådan vars kortsidor är försedda med luckor vilka öppnas omedelbart före pulsen. Det bakåtspridda ljuset samlas åter in med teleskopet, och får efter att ha passerat ett smalbandigt



Figur 7.5 Linjeprofiler hos Hg och färgämneslasern



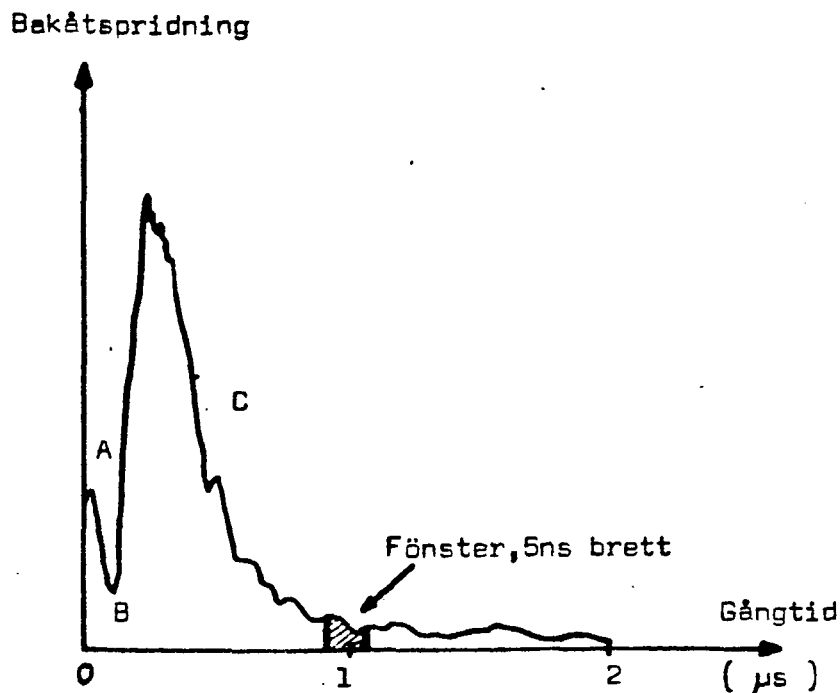
Figur 7.6 Experimentuppställning vid försök mot fjärrmål

filter påverka en fotomultiplikator. Signalen behandlas i en BOXCAR-integrator som är kopplad till en potentiometerskrivare. Uppställningen beskrives i figur 7.6.

Genom att flytta BOXCAR-integratorns tidsfönster kan man få en uppfattning om hur LIDAR-signalen ser ut i praktiken (se figur 7.7). En del av ljuspulsen lämnar aldrig teleskopet, utan ger upphov till toppen A. Den låga signalen vid B orsakas av att teleskopet ej kan fokusera strålning från alltför nära håll. Därefter kommer den intressanta kurvdelen C vars avklingning kan härledas från LIDAR-ekvationens  $1/r^2$ -beroende. Allmänt gäller nämligen för den emottagna effekten från avståndsintervallet  $\Delta R$  på avståndet  $R$ :

$$P_{\lambda}(R, \Delta R) = CW\sigma_B N(R) \frac{\Delta R}{R^2} \exp\left\{-2\int_0^R [\sigma(\lambda)n(r) + \sigma_a N(r)] dr\right\} \quad [3]$$

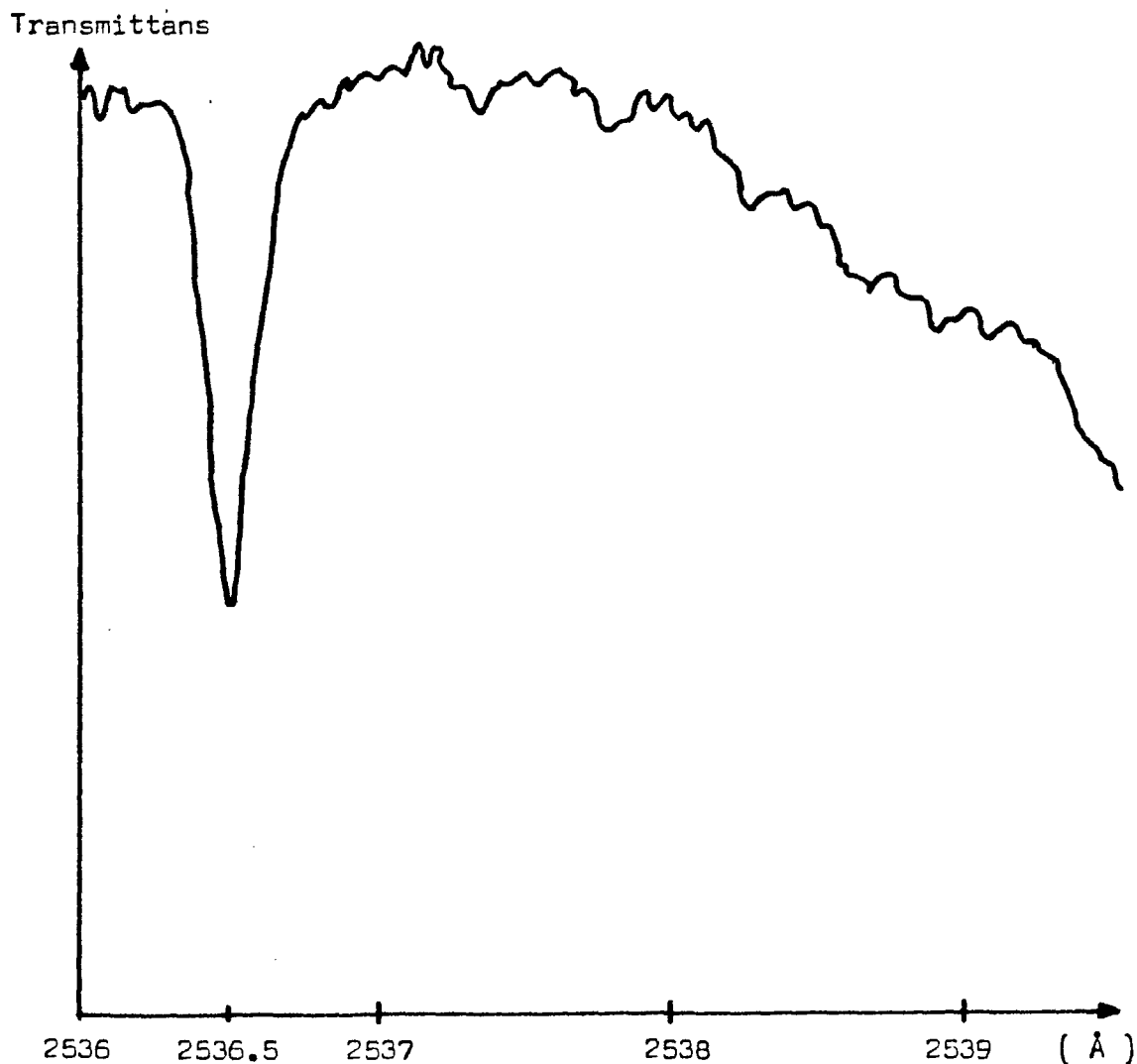
$W$  står för laserpulsens energi,  $N(R)$  är koncentrationen hos bakåtspridande partiklar med tvärsnittet  $\sigma_b$ , och dämpningen orsakas dels av absorption av molekyler med koncentrationen  $n(r)$  och absorptions-tvärsnittet  $\sigma(\lambda)$ , dels av spridning och absorption av molekyler med koncentrationen  $N(r)$  och tvärsnittet  $\sigma_a$ .  $C$  är en systemkonstant.



Figur 7.7 Upptagning med teleskop som tidsupplösts i BOXCAR-integrator



Om man i stället ställer in tidsfönstret så att det motsvarar avståndet till lådan, vilket kan ske genom att utnyttja ekot från lådans framsida, och varierar våglängden i det intressanta intervallet kan man studera signalen som orsakas av absorption i Hg.

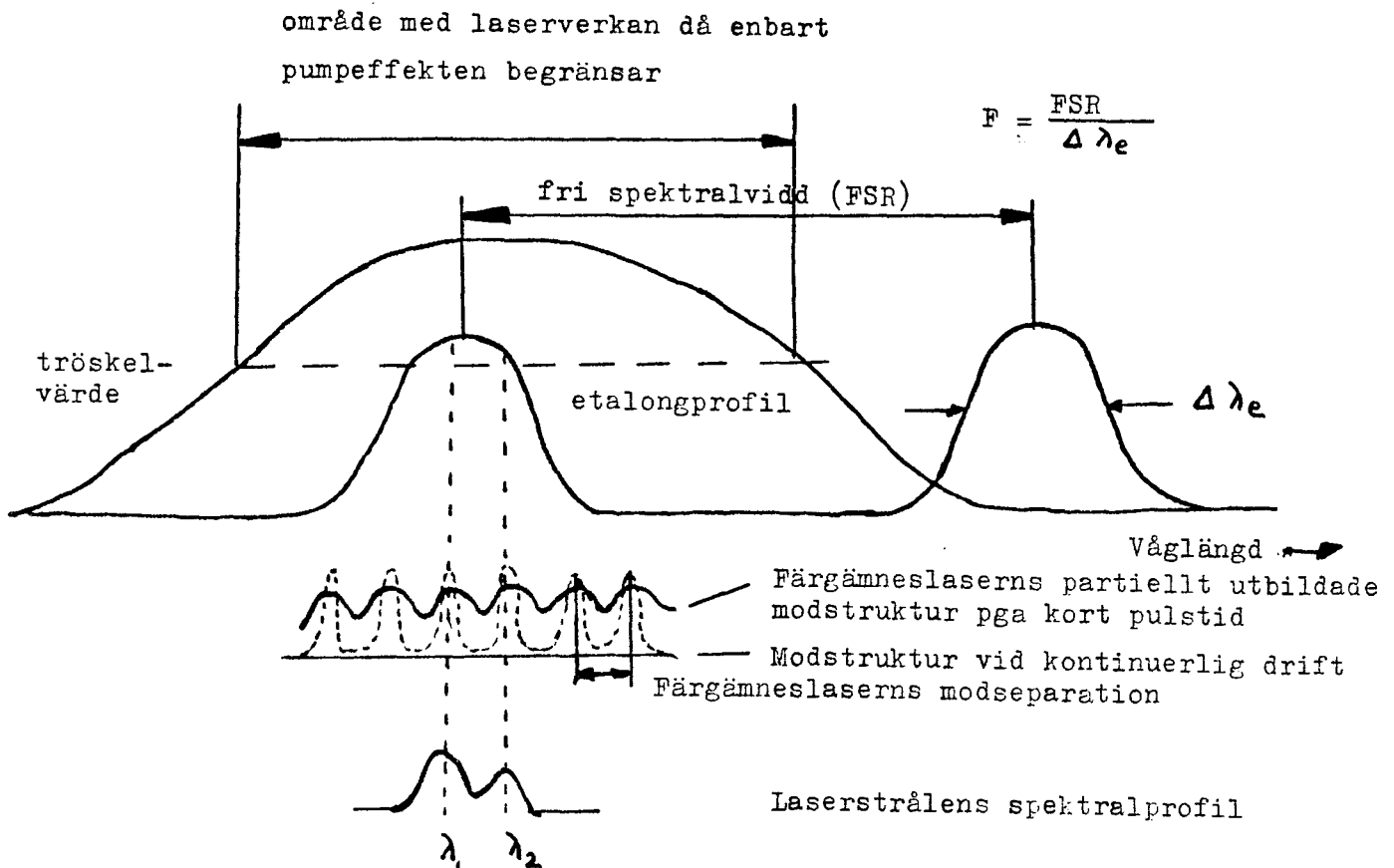


Figur 7.8 Kvicksilvers absorption vid atm. tryck och 90 m avstånd

### 7.3.2 Undersökning av laboratorieuppställningen

Smala atomabsorptionslinjer som den aktuella Hg-linjen skiljer sig från bredbandiga övergångar med rotations-, och vibrationsstruktur hos fleratomiga molekyler genom att endast en liten del av laserns utsända energi är tillgänglig för atomen. Det kan därför visa sig fördelaktigt att minska laserns linjebredd även om detta sker på pulsenerginns bekostnad. Om man för in en etalong i färgämneslaserns kavitet kommer lasern att kunna arbeta

på en mod. Orsaken till detta är att endast en, eller vid dålig centrering två, av huvudkavitetsens moder kommer att vara belägna i det våglängdsområde där etalongen ger tillräcklig transmittans.



Figur 7.9 Förhållandet mellan linjeprofiler då etalong utnyttjas.

Om man utgår från gitterekvationen på formeln

$$h(\sin\theta + \sin\varphi) = m\lambda, \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$$

och konstaterar att för det våglängdsbestämmande elementet i en färgämneslaser gäller  $\theta = \varphi$ , finner man att detta kan skrivas

$$h\sin\varphi = m\lambda, \quad h = \text{gitterkonstanten}, \quad m = \text{ordningen}$$

För transmissionsmaximum för etalongen gäller formeln

$$2nd \cos\varphi = k\lambda_0$$

där  $d$  är avståndet mellan plattorna, och  $k$  är ordningstalet.

Eftersom de båda formlernas vinklar är definierade som varandras komplementvinklar finner man att man ur båda formlerna kan härleda samma brytningsindexberoende hos våglängden:

$$\frac{\Delta\lambda_0}{\lambda_0} = \frac{\Delta n}{n}$$

Eftersom etalongen arbetar säkert på en mod vid transmissionsmaximum, och minskningen av linjebredd gör att man närmar sig kvicksilverstrukturens bredd visar det sig lämpligt ur reproducerbarhetssynpunkt och ur strävan till maximal absorbans att arbeta med etalong. Följande typiska energier uppmättes vid uppställningen som återges i figur 7.6 sidan 37 : efter färgämneslasern 80 mJ, efter frekvensfördubblingssystemet 23 mJ, efter Ramanshiftern 0.4 mJ och slutligen efter teleskopet 0.055 mJ. Orsaken till den stora pulsenergiförlusten mellan Ramanshiftern och teleskopets utsända ljus är att uppställningens geometri tvingar oss att använda inte mindre än fem speglar, varav en endast reflekterar 53%, medan de övriga har det normala genomsnittsvärdet 76%. Vid senare försök lyckades vi komma upp till en pulsenergi ut från Ramanshiftern på 0.8 mJ.

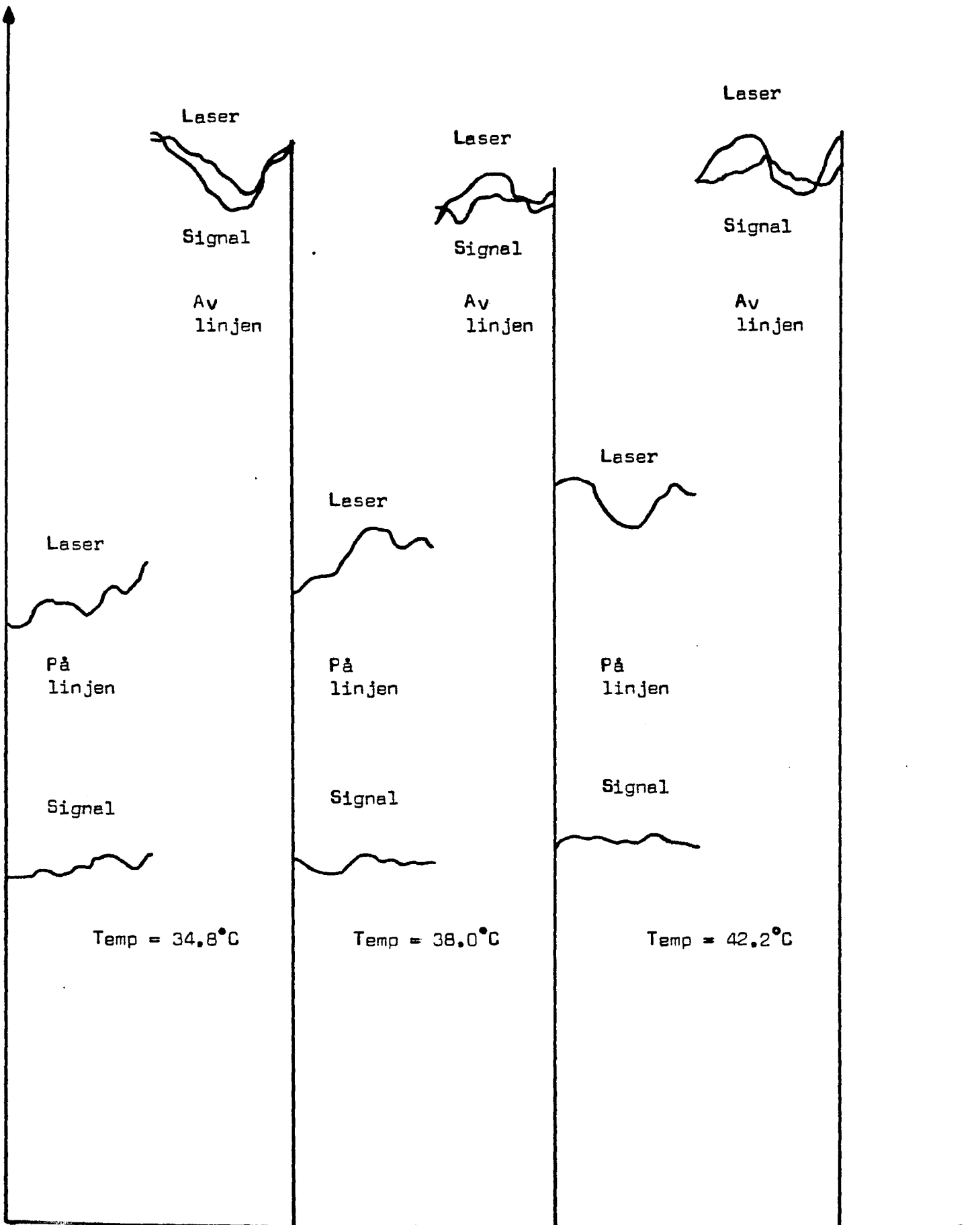
### 7.3.3 Absorptionsmätning

Ett värde på absorptionen hos en kvicksilvermängd får man då transmittansen mitt på absorptionstoppen jämföres med den vid ett etalongmaximum 7-8 fria spektralvidder därifrån. Med denna metod hittar man en väldefinierad våglängd som säkert ej absorberas av kvicksilveratomerna, men ändå har tillräckligt lika våglängd för att atmosfärens transmissionsegenskaper i övrigt skall vara tämligen konstanta. Genom att arbeta med två närbelägna våglängder behöver man ej känna till optiska elements transmissionsegenskaper eller detektorernas effektivitet i detalj. Om man hela tiden relaterar de erhållna signalnivåerna till den aktuella lasereffekten uppmätt med diod behöver man ej heller bekymra sig om laserns oundvikliga effektvariationer. Eftersom mätningen sker vid fixa frekvenser kommer servosystemet ej till användning vid detta försök. Exempel på mätresultat finns i figur 7.11.

För transmission genom ett absorberande medium gäller vid intensiteter tillräckligt låga för att mättnings effekter ej skall uppstå Beer-Lambert's lag:

$$T = \exp(-k \cdot l \cdot C)$$

Där T representerar transmittansen, k är absorptionskoefficienten, l är strålens väg genom ämnet, och C är det absorberande ämnets



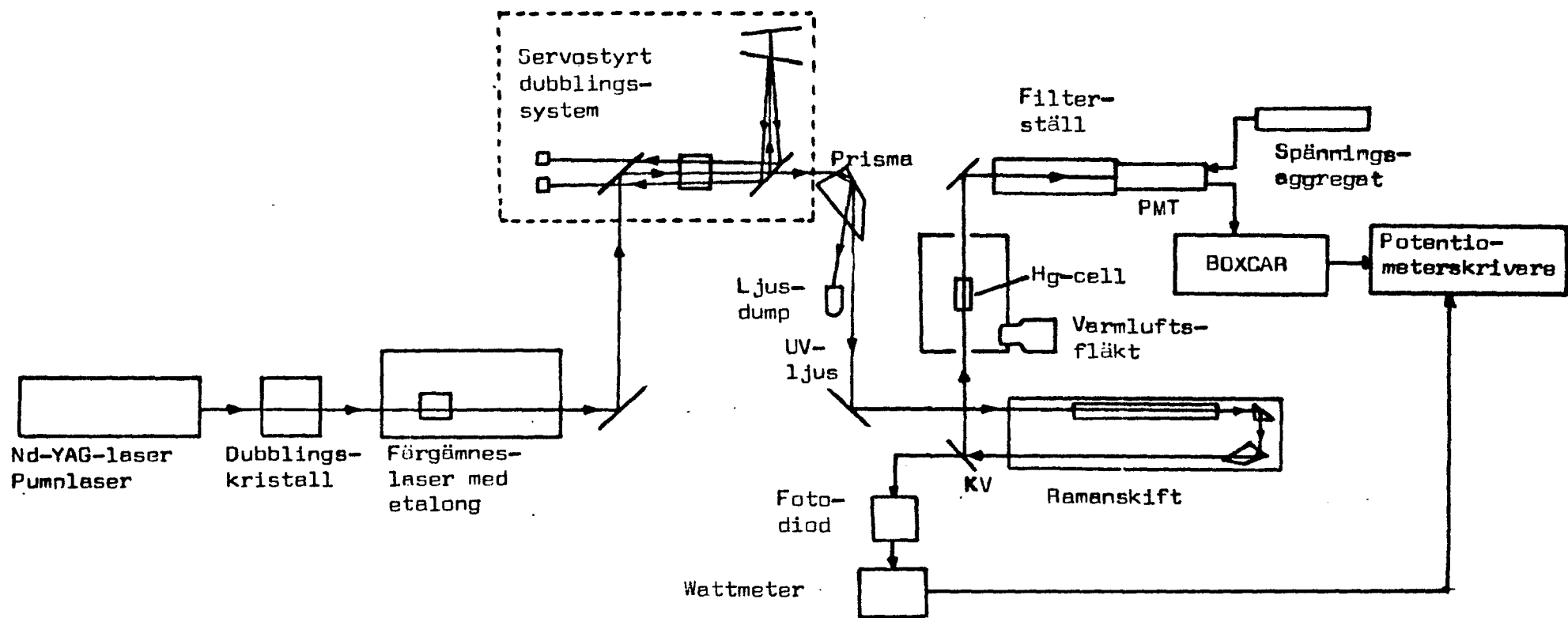
Figur 7.11 Exempel på mätresultat

koncentration. Den intressanta parametern för uppskattningen av en LIDAR-undersöknings utfall är produkten väglängd x koncentration. Genom att utnyttja det faktum att kvicksilvers mättnadstryck varierar mellan 0.18 och 17 mTorr då temperaturen varierar mellan 0° C och 55° C kan man enkelt variera koncentrationen inom vida gränser genom att värma cellen. Längden varieras enkelt genom att byta mellan olika celler. I den aktuella undersökningen utnyttjades omväxlande celler med väglängden 5, 25 respektive 300 millimeter.

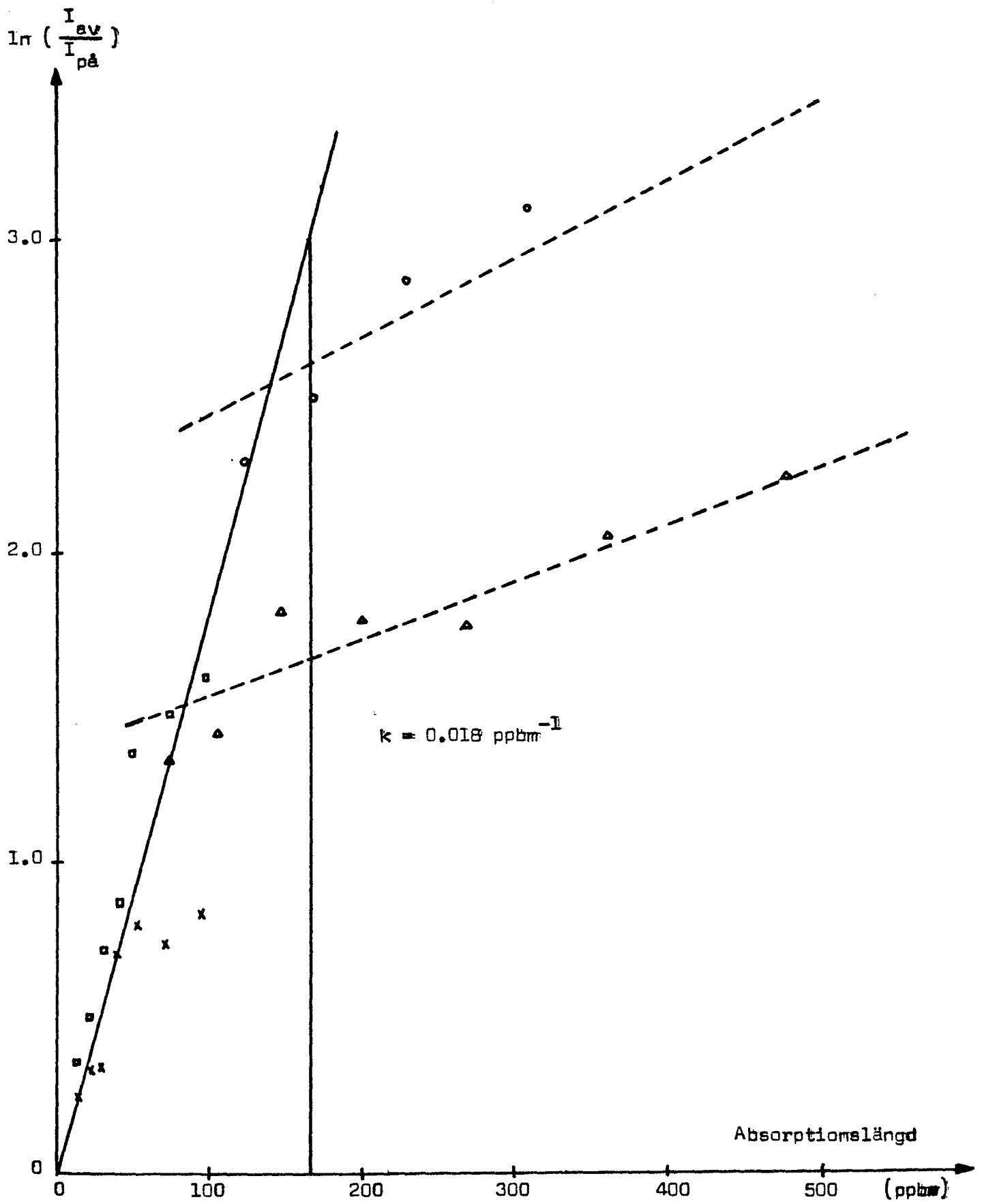
Experimentuppställningen är beskriven i figur 7.12. En fotodiod med dämpfilter har till uppgift att mäta lasereffekten. Signalen mäts med en wattmeter och visas på en potentiometerskrivare parallellt med den BOXCAR-behandlade signalen från fotomultiplikatorn. För att begränsa signalen till detektionscellen ytterligare placeras dämpfilter mellan den som beamsplitter fungerande kvartsplattan KV och cellen. Vidare innesluts detektionscellen i en låda med hål för laserstrålen och den elektriska fläkt som svarar för temperaturens olika värden. Temperaturen avläses på två termometrar, och medelvärdet används vid koncentrationsberäkningarna.

#### 7.3.4 Utvärdering

Resultatet från mätningarna redovisas i figur 7.13. Idealt skall punkterna ligga på samma räta linje genom origo. I det försök som markeras med trianglar har strålen varit för dåligt dämpad, vilket har fört med sig en betydande avvikelse från den väntade linjen. Om det vore en vanlig mätningseffekt skulle även punkterna tagna vid låg absorptionslängd avvika från den räta linjen. En annan möjlig förklaring är att de redan exciterade Hg-atomerna ytterligare exciteras för att därefter reagera kemiskt. Detta skulle ge sig tillkänna som en reduktion av koncentrationen av gasformigt kvicksilver. Exempel på möjliga produkter är Hg<sub>2</sub> eller dess jon Hg<sub>2</sub><sup>+</sup>. Vid tillämpningarna kommer inte denna effekt att medföra några problem eftersom den betydligt lägre koncentrationen av kvicksilver i atmosfären i samverkan med en pulsenergi som reducerats väsentligt genom spridning mot atmosfäriska partiklar, leder till en kraftig minskning av möjligheten till fotokemiska reaktioner. Dessutom kommer luftens turbulens att tillföra nya oexciterade atomer. Försöket ger värdet 0.018 ppbm<sup>-1</sup> på



Figur 7.12 Försök då kvicksilverkoncentrationen varieras



Figur 7.13 Absorption i Kvicksilverlinjen vid 2537 Å

lutningskoefficienten, men eftersom den absorberade andelen av laserljuset beror på sådana uppställningsberoende storheter som den aktuella linjebredden måste man kalibrera varje mätning mot kända koncentrationer. Däremot bör storleksordningen vara riktig. Om man antar att en differens på 2% i signalen kan särskiljas från bakgrundsbruset, så får man uppskattningsvis 1 ppbm för minsta detekterbara mängd. Genom att följa signalen ut genom atmosfären, dvs variera BOXCAR-integratorns tidsfönster i uppställningen med teleskop, kunde en räckvidd på ett par km konstateras. Med färre och bättre anpassade speglar i strålgången bör detta avstånd kunna utökas. Metoden verkar därför vara lovande, och fältförsök är en logisk uppföljning av laboratorieförsöken.

En noggrannare undersökning av hur avvikelserna från den ideala linjen påverkas av ändringar i pulsenergin, och av möjliga foto-kemiska processer kan behövas om metoder påminnande om vår kommer till användning för kalibrering. Då måste man också kunna verifiera att jämviktstillstånd uppnås inuti Hg-cellen, och helst kunna mäta temperaturen inuti cellen istället för att mäta varmluftens temperatur.

## 8. AVSLUTNING

Det ovan beskrivna frekvensför-dubblingssystemet bygger på en mycket enkel reglerstrategi: proportionell återkoppling av fel-signalen. Vidare bygger det på en konstruktion som i huvudsak är analog och tidskontinuerlig bortsett från den samplade styr-signalen. Förmodligen kan ett bättre uppförande erhållas om man arbetar med en mer sofistikerad återkoppling som redan från början bygger på att en pulsad laser är ett typexempel på en naturligt samplad process. Detta pekar mot en mikroprocessorstyrd nerväxlad stegmotor.

När man byter färgämne och därmed våglängdsområde uppstår en del problem:

- 1) De dikroitiska speglarna måste i regel bytas, eftersom de separerar sämre mellan det dubblade och det icke dubblade ljuset. Detta medför annars såväl stora effektförluster som försämrat uppförande hos servosystemet.



- 2) Kristallen måste bytas ut. Det finns emellertid våglängdsområden där man råkar på endera av följande problem:
  - a) en alltför stor infallsvinkel försvårar inställningen av de tre strålarna genom den lilla kristallen
  - b) ett infall nära vinkelrätt ger upphov till reflexer i kristallens ytor och dess skyddsfönster. Om dessa är i UV-området kan de påverka fotodioderna och försämra regleringen av kristallen.
- 3) De många speglade ytorna medför att man ibland kan råka ut för oönskade reflexer som framtingar avvikelser från den optimala geometrin.

Samma elektroniska enhet kan med andra optiska komponenter användas för blandning av färgämneslaserns ljus med Nd:YAG laserns grundton vid  $1.06 \mu\text{m}$ . Detta ställer emellertid stora krav på valet av speglar och material eftersom man då måste kunna arbeta med strålar i det ultravioletta, det synliga, och det infraröda våglängdsområdet samtidigt.

Sammanfattningsvis kan man konstatera att frekvensfördubblingssystemet fungerar väl vid scanning då färgämneslasern arbetar med färgämnet R 590. Normalt sett förbättras inte temperaturstabiliteten hos uteffekten särskilt mycket när man arbetar vid fasta våglängder, under förutsättning att lasern och kristallen får arbeta tillräckligt länge för att termisk jämvikt skall inställa sig. Systemet kan i sitt nuvarande utförande även utnyttjas tillsammans med andra färgämnen under förutsättning att kristallen, och om så erfordras de dikroitiska speglarna bytes ut. Dess främsta användningsområde torde bli upptagande av linjeprofiler med varierande laservåglängd och fast detekteringsvåglängd.

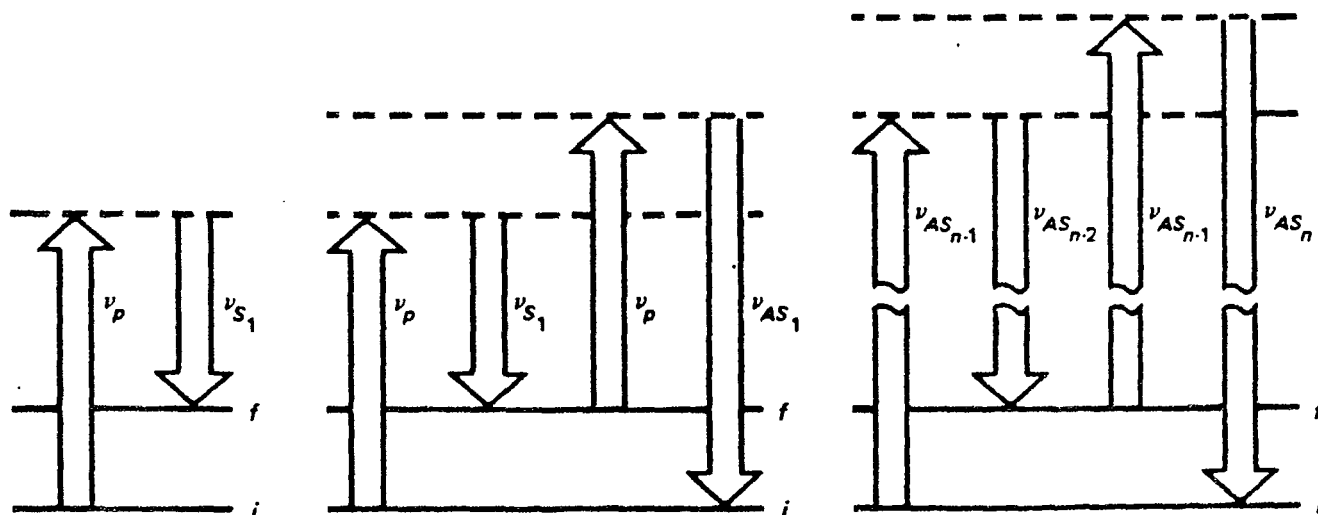
## APPENDIX A

### STIMULERAD RAMANSPRIDNING

Genom att utnyttja stimulerad Ramanspridning i t ex vätgas av högt tryck har man på senare tid lyckats att effektivt alstra avstämbart ultraviolettt laserljus så långt ner i våglängd som  $173.1 \text{ nm}$ . Man kan även med denna teknik gå upp i våglängd och således generera strålning i det infraröda våglängdsområdet.

Strålning med högre frekvens som genererats på detta sätt benämner man Anti-Stoke-strålning medan strålningen med lägre frekvens kallas Stoke-strålning [11].

Fysiken bakom den stimulerade Ramanspridningen är illustrerad i figur A1.



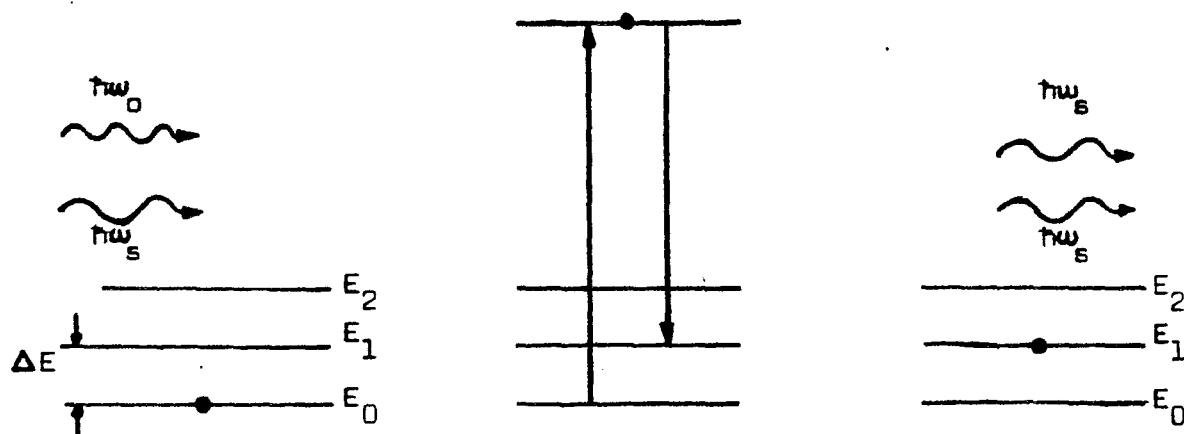
Figur A1 Ramanspridning 1) 1:a Stoke-komponenten 2) 1:a Anti-Stoke-komponenten 3) Högre anti-Stoke-komponenter

Då molekyler, som befinner sig i grundtillståndet, märkt i i i figuren, träffas av strålningen med frekvensen  $\nu_p$  kan de trots att det inte finns någon lämplig energinivå för denna frekvens kortvarigt absorbera ljuskvantat. Ett sådant förbjudet tillstånd kallas virtuellt och har endast en kort livstid och molekylen kommer att återgå snabbt igen. Om den då ökar sitt vibrationskvanttal med en enhet, varvid energin ökar med beloppet  $h\nu_R$  där  $\nu_R$  är vibrationsfrekvensen för väte, så kommer det emitterade ljuset att få frekvensen  $\nu_p - \nu_R$ .  $\nu_R$  för vätegas är  $1.246 \cdot 10^{14}$  Hz vilket motsvarar vågtalet  $4155 \text{ cm}^{-1}$ .

Om en molekyl redan skulle befinna sig i 1:a vibrationsnivån, t ex på grund av ovan beskrivna effekt, och den träffas av strålningen med frekvensen  $\nu_p$  hamnar den i ett annat virtuellt tillstånd och kan därifrån övergå till grundtillståndet. Därmed förlorar den sin vibrationsenergi och ljus kommer att emitteras med frekvensen  $\nu_p + \nu_R$ .

Denna typ av Ramanspridning kallas spontan eller inkoherent, eftersom inget fassamband råder mellan infallande och spritt ljus.

Vid stimulerad Ramanspridning blir förhållandena annorlunda. Se figur A2.



Figur A2 Stimulerad Ramanstrålning

När ett ljuskvantum med frekvensen  $\omega_0$  träffar en molekyl placeras denna i ett virtuellt tillstånd. Samtidigt träffas den av ett ljuskvanta med frekvensen  $\omega_s = \omega_0 - \Omega$  där  $\Omega$  är vibrationsfrekvensen hos det aktuella molekyllaget. Molekylen kommer att påverkas av dessa ljuskvanta så att den genom stimulerad emission hamnar i tillståndet  $E_1$  och emitterar därvid ett andra kvantum  $\hbar\omega_s$ . Vi får

$$\hbar\omega_0 + \hbar\omega_s = 2\hbar\omega_s + \Delta E$$

Vi ser att ljus med Stoke-frekvensen  $\omega_s$  kommer att förstärkas på bekostnad av det exciterade ljuset  $\omega_0$ . Energidifferensen

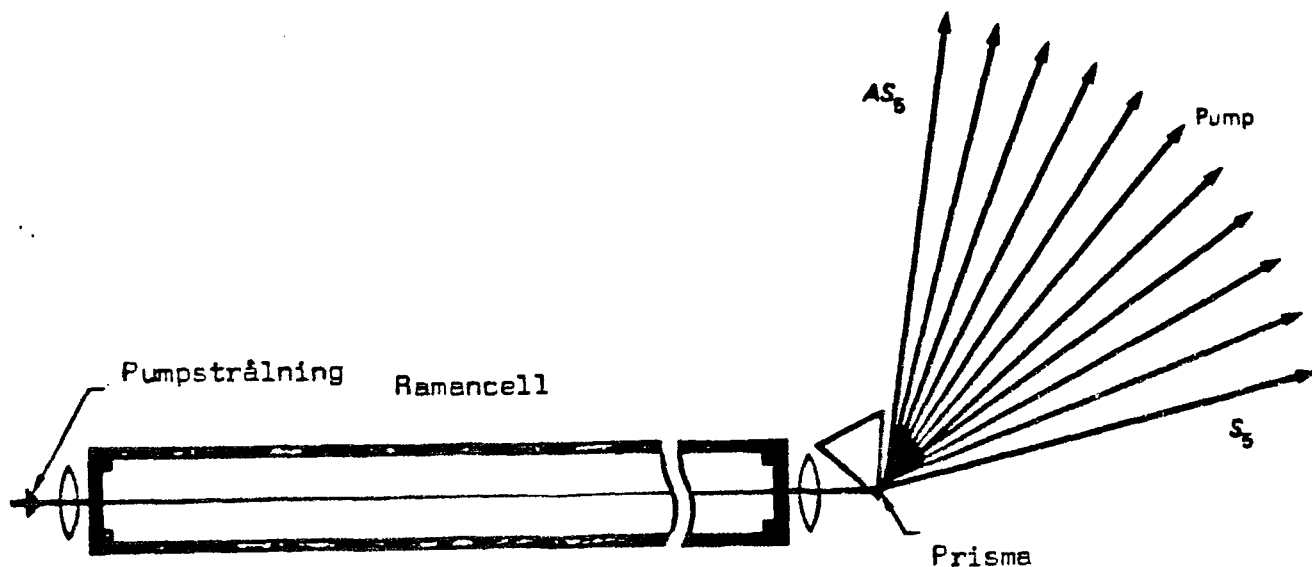
$$\Delta E = \hbar(\omega_0 - \omega_s) = \hbar\Omega$$

stannar kvar i molekylen som vibrationsenergi.

I det molekyllära mediet uppstår alltså först Stoke-frekvenser genom den ovan beskrivna spontana Ramanspridningen. Dessa förstärks sedan genom inducerad emission. För att vi ska få stimulerad Ramanspridning måste impulslagen vara uppfylld. Då kommer den inducerade Ramanspridningen att ske i samma riktning som det infallande ljuset.

När intensiv Ramanspridning i Stokes-området uppkommer blir många molekyler exciterade, vilket ger möjlighet till anti-Stokespridning, som kan vara av spontan eller inducerad natur.

Resonemanget ovan kan nu föras i flera steg (se figur A1) varvid man kan betrakta de uppkomna Stoke och anti-Stoke-frekvenserna som pumpljus. På så vis kan man förklara det spektrum av Stoke- och anti-Stoke-komponenter som uppkommer, och som vi enligt figur A3 sedan kan separera med hjälp av ett prisma som placeras efter Ramancellen.

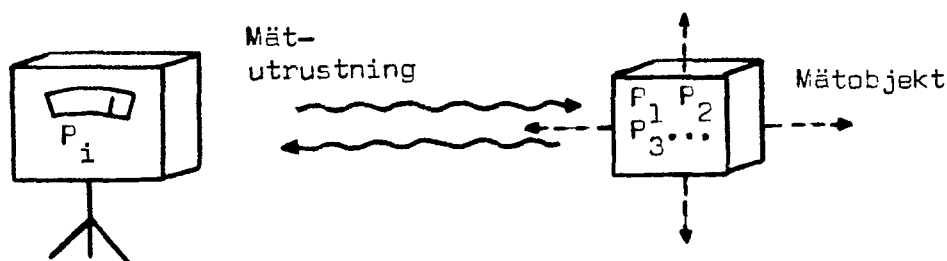


Figur A3 Uppdelning av ljus från Ramancell i olika komponenter

## APPENDIX B

### FJÄRRANALYS

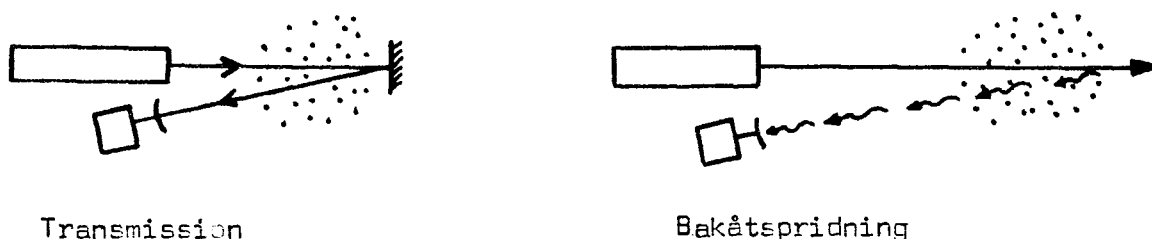
Fjärranalys är en allmän beteckning på mätmetoder med vars hjälp man kan skaffa sig kunskap om förhållandena på platser som i rums-hänseende är skilda från mätapparaturen [1], [2]. Principen för fjärranalysen är illustrerad i figur B1.



Figur B1 Principen för fjärranalys

Märutrustningen är via elektromagnetiska vågor i kontakt med mätvolymen, som karakteriseras av parametrarna  $P_1$ ,  $P_2$ ,  $P_3$  osv. Med hjälp av utrustningen kan man t ex skaffa sig information om parametern  $P_1$ .

Fjärranalys kan genomföras med passiv eller aktiv teknik. Vi ska här endast redogöra för den aktiva metoden eftersom det är den vi har utnyttjat i våra mätningar. I aktiva mätningar studeras den ändring som strålning utsänd från fjärranalysutrustningen undergår vid växelverkan med mätvolymen. I figur B2 visas två olika typer av aktiva fjärranalystekniker.



Figur B2 Aktiva fjärranalysetoder

Fjärranalysmätningar bygger på växelverkan mellan elektromagnetisk strålning och mätobjektets molekyler. Denna växelverkan har ofta ett speciellt våglängdsberoende, vilket kan utnyttjas för olika identifikationsändamål, som t ex detektion av koncentrationer av föroreningar i atmosfären. Detta innebär att praktisk fjärranalys kräver noggranna laboratorieundersökningar. Man utnyttjar härvid absorptions-, emissions-, spridnings- eller reflektionsegenskaper hos det undersökta ämnet.

Mätningar med aktiv teknik kan delas upp i absorptionsteknik och lidarteknik.

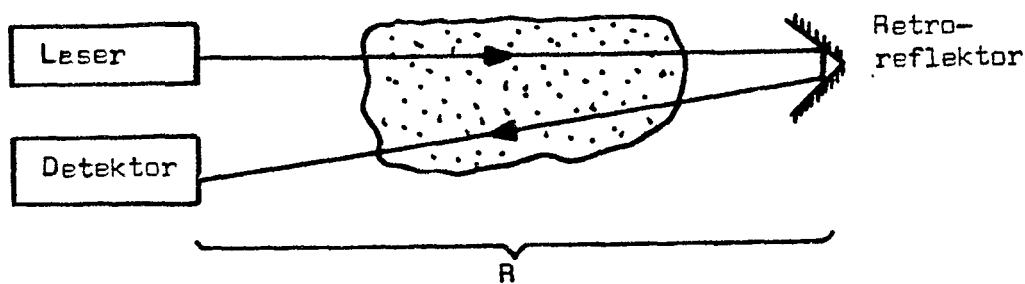
### Absorptionsteknik

Figur B3 illustrerar principen för denna teknik. Kontinuerligt laserljus sändes mot en retroreflektor. En del ljus kommer att reflekteras tillbaka i riktning mot fjärranalysutrustningen, där ett optiskt teleskop används som mottagare. Den mottagna ljusintensiteten mäts som funktion av laservåglängden. Absorptionsspektret för mellanliggande atmosfär registreras och medelkoncentrationen av föroreningsmolekylen  $N_i$  kan beskrivas enligt Beer-Lamberts lag

$$\ln \frac{I_0(\nu)}{I_t(\nu)} = 2R \left( \sum_{i=1}^n \sigma_i(\nu) N_i + K_{ext} \right) \quad [2]$$

$I_t(\nu)$  är den mottagna ljusintensiteten och  $I_0(\nu)$  den intensitet som skulle mottagits vid frånvaro av atmosfärisk absorption.  $\sigma_i(\nu)$  är absorptionstvårsnittet för det i:te molekylslaget och varierar oftast kraftigt med våglängden.  $K_{ext}$  representerar absorption orsakad av t ex partiklar.

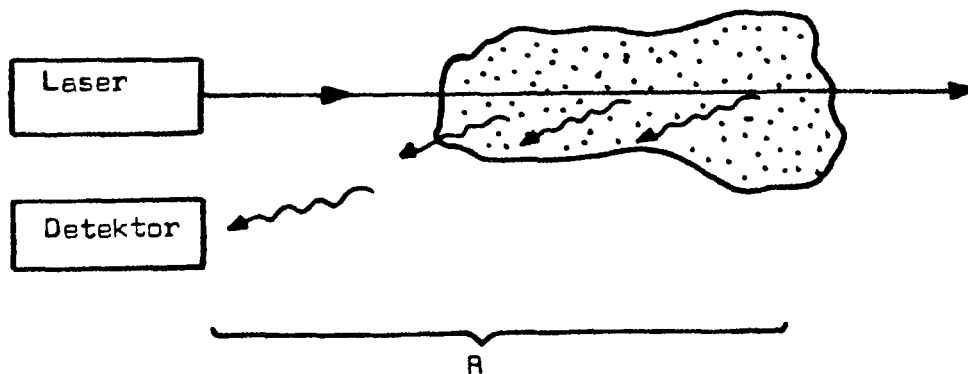
Man arbetar naturligtvis helst i våglängdsområden där den studerade gasen har en dominerande absorption och man bör också välja ett våglängdsintervall där atmosfärens dominerande absorberande molekyler  $H_2O$  och  $CO_2$  har låg absorption.



Figur B3 Absorptionsteknik

Lidarteknik

Lidar är en förkortning för Light detection and ranging. Principen illustreras i figur B4.



Figur B4 Lidarteknik

Här använder man pulsat laserljus som transmitteras ut i luften och man detekterar det återspridda ljuset efter en viss tidsfördröjning. Via denna tidsfördröjning kan avståndsupplöst information erhållas. Optimal avståndsupplösning  $\Delta R$  ges av laserpulsens

längd  $t_p$ :  $\Delta R = t_p c/2$ . Lidarsignalens intensitet ges av den allmänna lidarekvationen

$$R(R, \Delta R) = CW\sigma_b N_b(R) \frac{\Delta R}{R^2} \exp(-2 \int_0^R \sigma(v) N(r) dr) \quad [2]$$

W är den transmitterade pulsenergin och  $N_b(R)$  är tätheten av spridande partiklar med bakåtspridningstvårsnittet  $\sigma_b$ . Exponentialfaktorn beskriver dämpningen av laserstrålen och det återspridda ljuset p g a närvaron av absorberande molekyler av koncentrationen  $N(r)$  och absorptionstvårsnittet  $\sigma(v)$ . C är en systemkonstant. Produkten  $\sigma_b N_b(R)$  bestämmer styrkan hos bakåtspridningen som kan orsakas av flera processer, t ex fluorescensljus från molekyler, Ramanspridning och Miespridning [3] av vilka Miespridning är den i särklass starkaste.

I lidartekniken behöver man inte någon retroreflektor utan man kan säga att varje partikel utgör en spegel. Vid koncentrationsmätningar av något molekyllslag utnyttjas atmosfärens differentiella absorption, en metod som medger såväl kvalitativ som kvantitativ analys med avståndsupplösning och som benämnes dial (differential absorption lidar). Kurvor registreras dels vid en våglängd där molekylerna ej absorberar, dels vid en våglängd där absorptionen är kraftig. Om absorberande gas är närvarande framträder detta bäst om de två kurvorna divideras med varandra. Matematiskt kan denna division uttryckas som division mellan lidarekvationerna för de två frekvenserna  $\nu_1$  och  $\nu_2$ .

$$\frac{P_{\nu_1}(R, \Delta R)}{P_{\nu_2}(R, \Delta R)} = \exp[-2(\sigma(\nu_1) - \sigma(\nu_2)) \int_0^R N(r) dr]$$

Vid denna division bortfaller alla okända parametrar och man behöver bara känna absorptionstvårsnittet för gasen vid de två våglängderna för att få  $N(R)$  som funktion av avståndet R.

APPENDIX C

KOMPONENTFÖRTECKNING

Elektronikenheten

Komponent	Beskrivning	Tillverkare
Fotodiod 1 och 2	Photodiode UV-100B	EG & G Inc
D1, D2	IN914 Diode	Fairchild Semiconductor

D3, D4	IN4004 Diode	Motorola
IC 1 tom IC 5	$\mu$ A741 OP-först.	Fairchild Semiconductor
IC 6	$\mu$ A740 OP-först.	Fairchild Semiconductor
IC 7	CD4098BE	RCA
Q1, Q2, Q7	2N4124	Motorola
Q6	2N4126	Motorola
Q3	2N4091 N-Jfet	Motorola
Q4	2N5875	RCA
Q5	2N3055	RCA

### Spänningsaggregat

Transformator T1	p-8364	Stancor Transformer
D1 tom D6	IN4004 Diode	Motorola
7812	14 312 Spännings- stabilisator	NEC
7912	$\mu$ A 7912 Spännings- stabilisator	Fairchild Semiconductor

### Resistorer

10 M	2 st
680 k	1 st
100 k	3 st
50 k, dubbel pot	1 st
22 k, pot	1 st
22k	2 st
20 k, pot	2 st
12 k	1 st
10 k	3 st
5.6 k	2 st
2.7 k	1 st
2 k	4 st
1 k, pot	2 st

### Kondensatorer

2 mF	2 st
40 $\mu$ F	2 st
1 $\mu$ F	1 st
0.1 $\mu$ F	16 st
0.047 $\mu$ F	2 st

### Resistorer

1 k	21 st
270 $\Omega$	2 st
200 $\Omega$	1 st
14.7 3W	2 st
7.5 3W	2 st

### Optiska och mekaniska komponenter

Kristallhållare	600-2	Newport Research Corporation
Likströmsmotor	PL 11 210 4	Escap
Växel 20:1	K 26.0	Escap
Partiell spegel	4 A	Matra
Partiell spegel	5 A	Matra



2 st dikroitiska speglar:  $R_{\max}$  vid 5850 Å  $\theta=45^\circ$  S  
 $T_{\max}$  2600-3250 Å  $\theta=45^\circ$  P

Filter: UG 11

Plan spegel (A1)

## REFERENSER

1. S. Svanberg, Lasers as Probes for Air and Sea, Contemp. Phys. 21, 541 (1980)
2. S. Svanberg, Fjärranalys vid mätning av föroreningar, NFR:s årsbok 1979
3. S. Svanberg, Fundamentals of atmospheric spectroscopy i T. Lund, Surveillance of Environmental Pollution and Resources by Electromagnetic Waves (1978)
4. K. Fredriksson, B. Galle, K. Nyström, och S. Svanberg, Lidar system applied in atmospheric pollution monitoring, Appl. Opt. 18, 2998 (1979)
5. L. Ask, K. Bockasten, S. Borgström, och J. Rubbmark, Specialföreläsningar i Laserfysik, Kompendium Lund 1981
6. B.A. Lengyel, Lasers, Wiley-Interscience (1971)
7. G.R. Fowles, Introduction to Modern Optics, Holt, Rinehart and Winston, Inc. (1975)
8. G.C. Bjorklund, och R.H. Storz, Servo Tuning and Stabilization of Nonlinear Optical Crystals, Ieee Journal of Quantum Electronics 15, 228 (1979)
9. G.C. Bjorklund, och R.H. Storz, Electronic and Mechanical Design of a Servo System for Tuning and Stabilization of Nonlinear Optical Crystals, Bell Telephone Laboratories (1979)
10. M. Aldén, H. Edner, S. Svanberg, och T. Högberg, Combustion Studies with Laser Techniques, GIPR-206 (1980)
11. J. Paisner, och S. Hargrove, A tunable laser system for the ultraviolet, visible, and infrared regions, Energy and Technology Review, may 1979
12. D. Anafi, och J.P. Machewirth, Nonlinear Optics, Optical Spectra dec, 25 (1975)