50 éves a lézer

Egy renegát kísérletező nézőpontjai

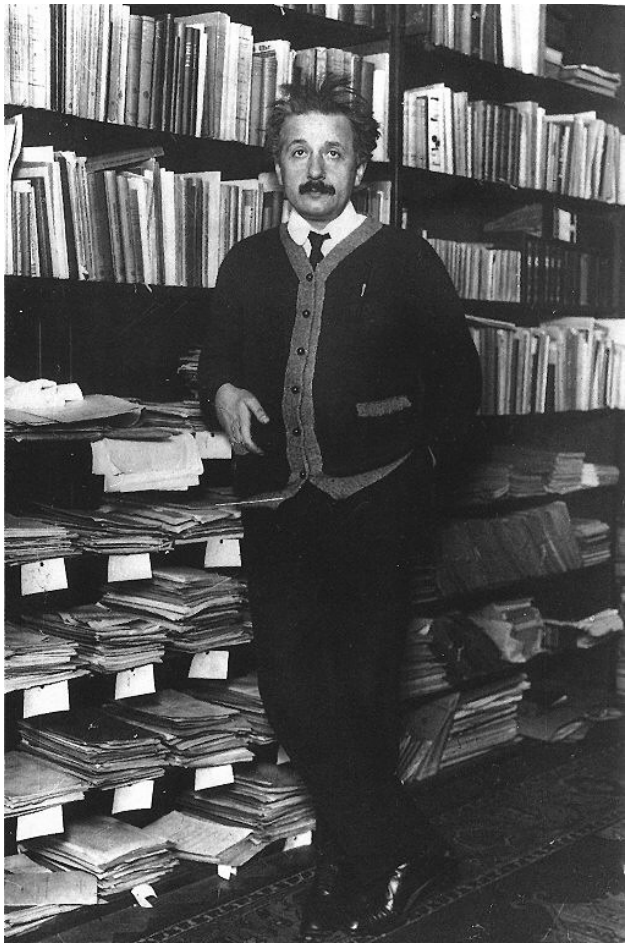
Benedict Mihály

Tudomány ünnepe Szeged

2010 november 25

A. Einstein,
"Strahlung-Emission und -Absorption nach der Quantentheorie„
Deutsche Physik. Ges. Verhandl. 18, 318-323 (1916).

A. Einstein, **"Zur Quantentheorie der Strahlung„**
Physik. Gesell. Zürich. Mitt. 18, 47-62 (1916)



Zur Quantentheorie der Strahlung.

Von A. Einstein[1]).

Die formale Ähnlichkeit der Kurve der chromatischen Verteilung der Temperaturstrahlung mit Maxwellschen Geschwindigkeits-Verteilungsgesetz ist zu frappant, als daß sie lange hätte verborgen bleiben können. In der Tat wurde bereits W. Wien in der wichtigen theoretischen Arbeit, in welcher er sein Verschiebungsgesetz

$$\varrho = \nu^3 f\left(\frac{\nu}{T}\right) \qquad (1)$$

ableitete, durch diese Ähnlichkeit auf eine weitergehende Bestimmung der Strahlungsformel geführt. Er fand hierbei bekanntlich die Formel

$$\varrho = c\,\nu^3 e^{-\frac{h\nu}{kT}} \qquad (2)$$

welche als Grenzgesetz für große Werte von $\frac{\nu}{T}$ auch heute als richtig anerkannt wird (Wien-

1) Zuerst abgedruckt in den Mitteilungen der Physikalischen Gesellschaft Zürich. Nr. 18, 1916.

stützende Ableitung der Planckschen Strahlungsformel, in welcher die Beziehung der Maxwellschen Kurve zu der chromatischen Verteilungskurve zur Geltung kommt. Diese Ableitung verdient nicht nur wegen ihrer Einfachheit Beachtung, sondern besonders deshalb, weil sie über den für uns noch so dunklen Vorgang der Emission und Absorption der Strahlung durch die Materie einige Klarheit zu bringen scheint. Indem ich einige vom Standpunkte der Quantentheorie naheliegende Hypothesen über die Strahlungs-Emission und -Absorption von Molekülen zugrunde legte, zeigte ich, daß Moleküle mit im Sinne der Quantentheorie bei Temperaturgleichgewicht verteilten Zuständen, im dynamischen Gleichgewicht mit Planckscher Strahlung stehen; es ergab sich auf diesem Wege die Plancksche Formel (4) in verblüffend einfacher und allgemeiner Weise. Sie ergab sich aus der Bedingung, daß die von der Quantentheorie geforderte Zustandsverteilung der inneren Energie der Moleküle allein durch Absorption

1) Verh. d. Deutschen physikal. Gesellschaft Nr. 13/14, 1916, S. 318. In der vorliegenden Untersuchung sind die der eben zitierten Abhandlung gegebenen Überlegungen wiederholt.

a) Ausstrahlung. Ein in Schwingung befindlicher Planckscher Resonator strahlt nach Hertz in bekannter Weise Energie aus, unabhängig davon, ob er durch ein äußeres Feld angeregt wird oder nicht. Dementsprechend möge ein Molekül aus dem Zustande Z_m unter Emission der Strahlungs-Energie $\varepsilon_m - \varepsilon_n$ von der Frequenz μ ohne Anregung durch äußere Ursachen in den Zustand Z_n übergehen können. Die Wahrscheinlichkeit dW dafür, daß dies im Zeitelement dt wirklich stattfinde, sei,

$$dW = A_m^n \, dt, \tag{A}$$

wobei A_m^n eine für die betrachtete Indexkombination charakteristische Konstante bedeutet.

Das angenommene statistische Gesetz entspricht dem einer radioaktiven Reaktion, der vorausgesetzte Elementarprozeß einer derartigen Reaktion, bei welcher nur γ-Strahlen emittiert werden. Es braucht nicht angenommen zu werden, daß dieser Vorgang keine Zeit beanspruche; diese Zeit muß nur vernachlässigbar sein gegenüber den Zeiten, in denen das Molekül in den Zuständen Z_1 usw. ist.

b) Einstrahlung. Befindet sich ein Planckscher Resonator in einem Strahlungsfelde, so ändert sich die Energie des Resonators dadurch, daß das elektromagnetische Feld der Strahlung auf den Resonator Arbeit überträgt; diese Arbeit kann je nach den Phasen des Resonators und des oszillierenden Feldes positiv oder negativ sein. Dementsprechend führen wir die folgende quantentheoretische Hypothese ein. Unter der Wirkung der Strahlungsdichte ϱ der Frequenz ν kann ein Molekül vom Zustand Z_n in den Zustand Z_m übergehen, indem das Molekül die Strahlungsenergie $\varepsilon_m - \varepsilon_n$ aufnimmt, gemäß dem Wahrscheinlichkeitsgesetz

$$dW = B_n^m \varrho \, dt. \tag{B}$$

Ebenso sei ein Übergang $Z_m \to Z_n$ unter der Einwirkung der Strahlung möglich, wobei die Strahlungsenergie $\varepsilon_m - \varepsilon_n$ frei wird, gemäß dem Wahrscheinlichkeitsgesetz

$$dW = B_m^n \varrho \, dt. \tag{B'}$$

B_n^m und B_m^n sind Konstante. Beide Vorgänge nennen wir „Zustandsänderungen durch Einstrahlung".

§ 3. Ableitung des Planckschen Strahlungsgesetzes.

Wir fragen jetzt nach derjenigen wirksamen Strahlungsdichte ϱ, welche herrschen muß, damit der Energieaustausch zwischen Strahlung und Molekülen vermöge der statistischen Gesetze (A), (B) und (B') die Zustandsverteilung der Moleküle gemäß Gleichung (5) nicht stört. Dafür ist nötig und hinreichend, daß pro Zeiteinheit durchschnittlich ebenso viele Elementarprozesse vom Typus (B) stattfinden als von den Typen (A) und (B') zusammen. Diese Bedingung liefert vermöge (5), (A), (B), (B') für die der Indexkombination (m, n) entsprechenden Elementarprozesse die Gleichung

$$p_n e^{-\frac{\varepsilon_n}{kT}} B_n^m \varrho = p_m e^{-\frac{\varepsilon_m}{kT}} (B_m^n \varrho + A_m^n).$$

Soll ferner ϱ mit T ins Unendliche wachsen, was wir annehmen wollen, so muß zwischen den Konstanten B_n^m und B_m^n die Beziehung

$$p_n B_n^m = p_m B_m^n \tag{6}$$

bestehen. Wir erhalten dann als Bedingung des dynamischen Gleichgewichts aus unserer Gleichung

$$\varrho = \frac{\dfrac{A_m^n}{B_m^n}}{e^{\frac{\varepsilon_m - \varepsilon_n}{kT}} - 1}. \tag{7}$$

Es ist dies die Abhängigkeit der Strahlungsdichte von der Temperatur gemäß dem Planckschen Gesetze. Aus dem Wienschen Verschiebungsgesetze (1) folgt hieraus sofort, daß

$$\frac{A_m^n}{B_m^n} = a \nu^3 \tag{8}$$

$$\text{und} \quad \varepsilon_m - \varepsilon_n = h \nu \tag{9}$$

sein muß, wobei a und h universelle Konstanten sind. Um den numerischen Wert der Konstante a zu ermitteln, müßte man eine exakte Theorie der elektrodynamischen und mechanischen Vorgänge haben; man bleibt hier vorläufig auf die Behandlung des Rayleighschen Grenzfalles hoher Temperaturen angewiesen, für welchen die klassische Theorie in der Grenze gilt.

Indukált (stimulált) emisszió elnevezés: J. Van Vleck, 1924

B együttható kifejezése atomi és univerzális állandókkal
(és az A koefficiens megadása)

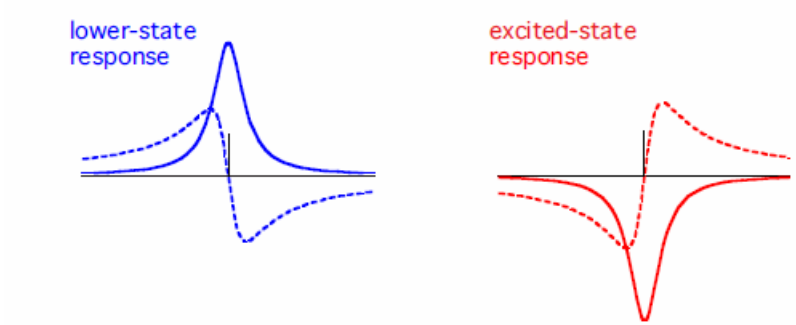
P. Dirac 1927

$$B_{nm} = \left(\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\right)\frac{4\pi^2|\langle\varphi_n|e_0\mathbf{R}|\varphi_m\rangle|^2}{3\hbar^2}$$

R. C. Tolman: Duration of molecules in upper quantum states:
Phys. Rev., vol. 23 (June 1924)

The process of negative absorption from analogy with classical mechanics would presumably be of such a nature as to reinforce the primary beam. . . . . .

„Negatív diszperzió” H. Kramers 1925



H. Kopfermann, and R. Ladenburg, “Experimenteller Nachweis der ‘negativen Dispersion’ ” Z. Phys. Chem. A-Chem. T **139**, S375–S385 (1928)
H. Kopfermann, and R. Ladenburg, “Experimental proof of negative dispersion” Nature **122**, 438–439 (1928).

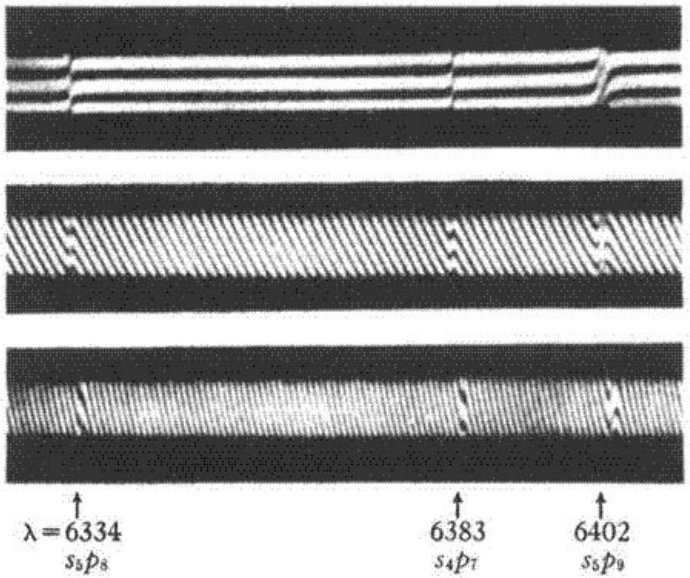
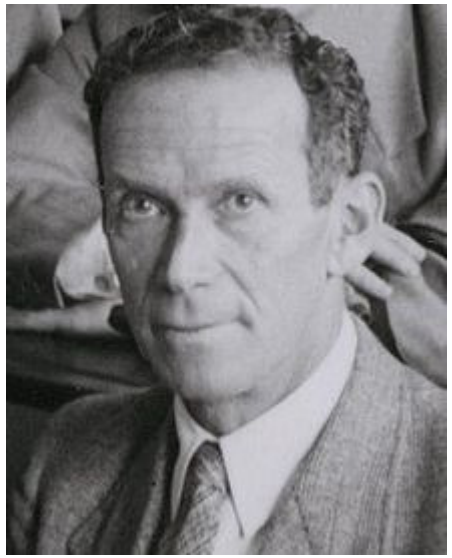


FIG. 2. Pictures of anomalous dispersion near some neon lines.

Rudolf Ladenburg
1882 -1952



Invertált állapot első célzott megvalósítása 1935-38

The Nobel Prize in Physics 1944
Isidor Isaac Rabi

Isidor Isaac Rabi

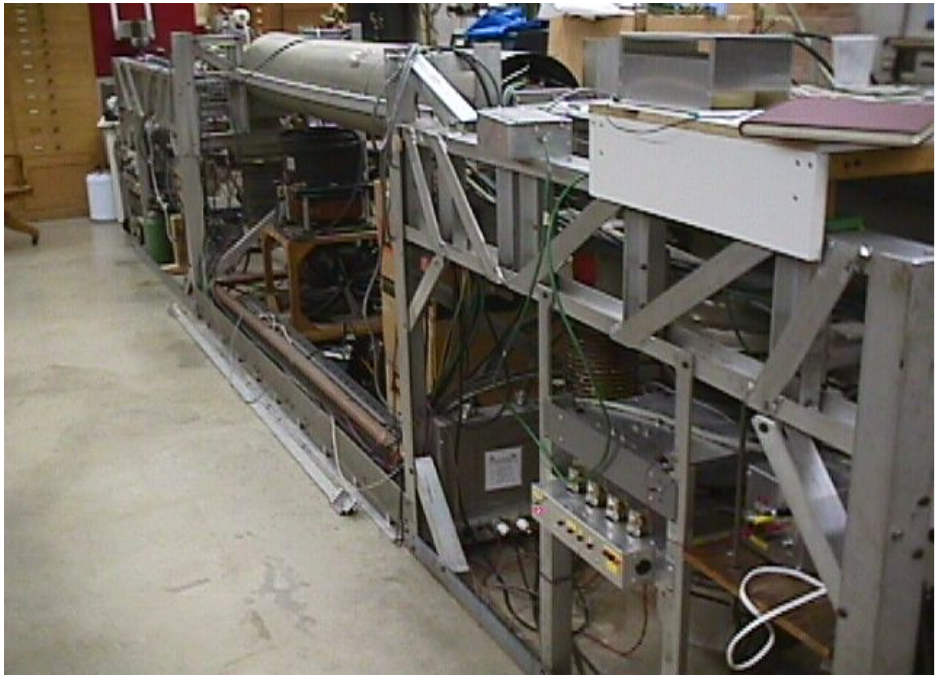
Born: 29 July 1898, Rymanow, Austria-Hungary (now Poland)

Died: 11 January 1988, New York, NY, USA

Affiliation at the time of the award: Columbia University, New York, NY, USA

Prize motivation: "for his resonance method for recording the magnetic properties of atomic nuclei"

Field: Nuclear physics



E. M. Purcell, and R. V. Pound, “A nuclear spin system at negative temperature” Phys. Rev. **81**, 279–280 (1951)

A Nuclear Spin System at Negative Temperature

E. M. Purcell and R. V. Pound
Department of Physics, Harvard University, Cambridge, Massachusetts
November 1, 1950

A NUMBER of special experiments have been performed with a crystal of LiF which, as reported previously,[1] had long relaxation times both in a strong field and in the earth's field. These experiments were designed to discover the conditions determining the sense of remagnetization by a strong field when the initially magnetized crystal was put for a brief interval in the earth's field.

At field strengths allowing the system to be described by its net magnetic moment and angular momentum, a sufficiently rapid reversal of the direction of the magnetic field should result in a magnetization opposed to the new sense of the field. The reversal must occur in such a way that the time spent below a minimum effective field is so small compared to the period of the Larmor precession that the system cannot follow the change adiabatically. The experiments in zero field reported above[2] showed a zero field resonance at about 50 kc and therefore the following experiment was tried.

The crystal, initially at equilibrium magnetization in the strong (6376 gauss) field, was quickly removed, through the earth's field, and placed inside a small solenoid, the axis of which was

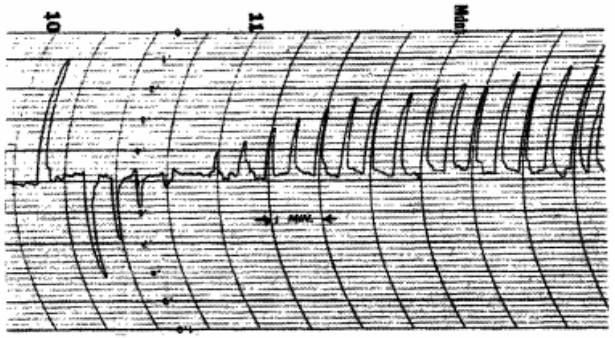
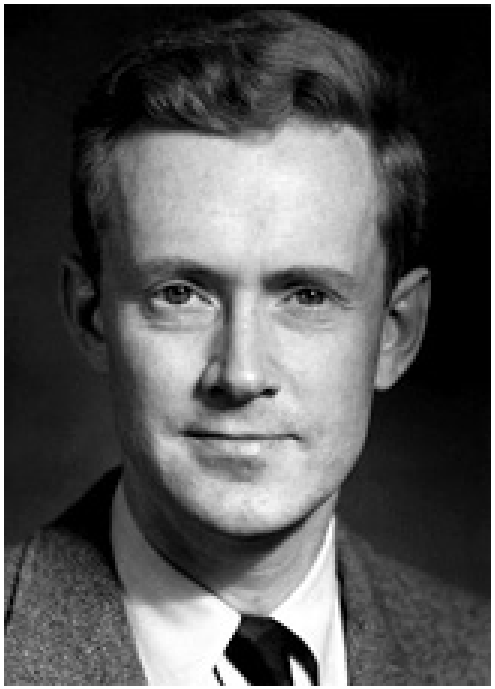


Fig. 1. A typical record of the reversed nuclear magnetization. On the left is a deflection characteristic of the normal state at equilibrium magnetization ($T \approx 300°K$), followed by the reversed deflection ($T \approx -350°K$), decaying ($T \rightarrow -\infty$) through zero deflection ($T = \infty$) to the initial equilibrium state.



Felix Bloch

Born: 23 October 1905, Zurich, Switzerland

Died: 10 September 1983, Zurich, Switzerland

Affiliation at the time of the award: Stanford University, Stanford, CA, USA

Prize motivation: "for their development of new methods for nuclear magnetic precision measurements and discoveries in connection therewith"

Field: Nuclear physics

$$
\begin{aligned}
\dot{u} &= \Delta v - u/T_2 \\
\dot{v} &= -\Delta u + Rw - v/T_2 \\
\dot{w} &= -Rv - (1+w)/T_1
\end{aligned}
$$

ВАЛЕНТИН АЛЕКСАНДРОВИЧ
ФАБРИКАНТ

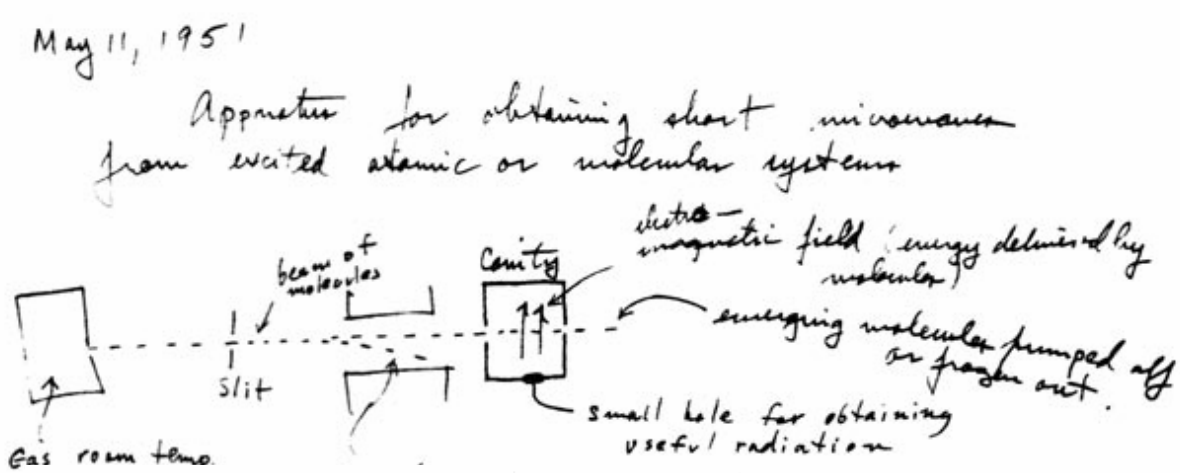
V. A. Fabrikant

1939:
Gázkisülésekben populáció-inverzió hozható létre ütközésekkel

1951:
Szovjet szabadalom:
Optikai erősítés invertált közegben
Az optikai gerjesztés háromnívós rendszerben

Az erősítő közegen való többszörös áthaladást kell elérni

Kísérletek Cs, Hg +H gázban



PHYSICAL REVIEW VOLUME 99, NUMBER 4 AUGUST 15, 1955

The Maser—New Type of Microwave Amplifier, Frequency Standard, and Spectrometer*†

J. P. Gordon,‡ H. J. Zeiger,§ and C. H. Townes
Columbia University, New York, New York

(Received May 4, 1955)

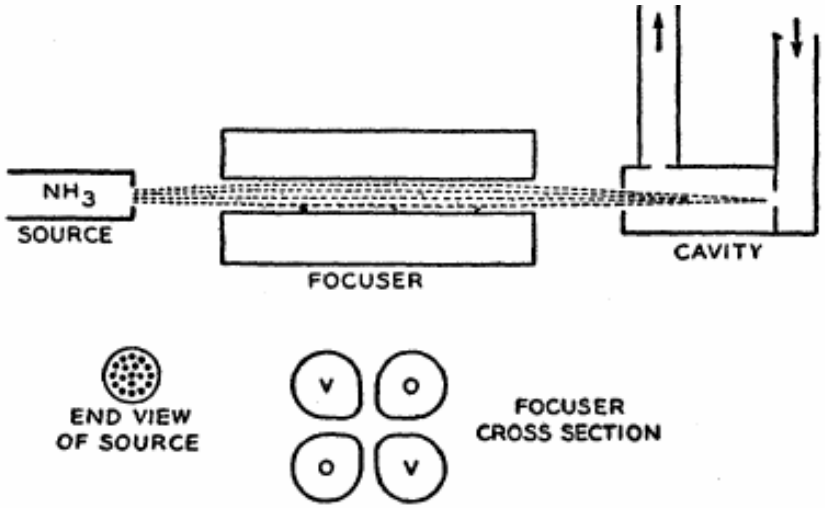
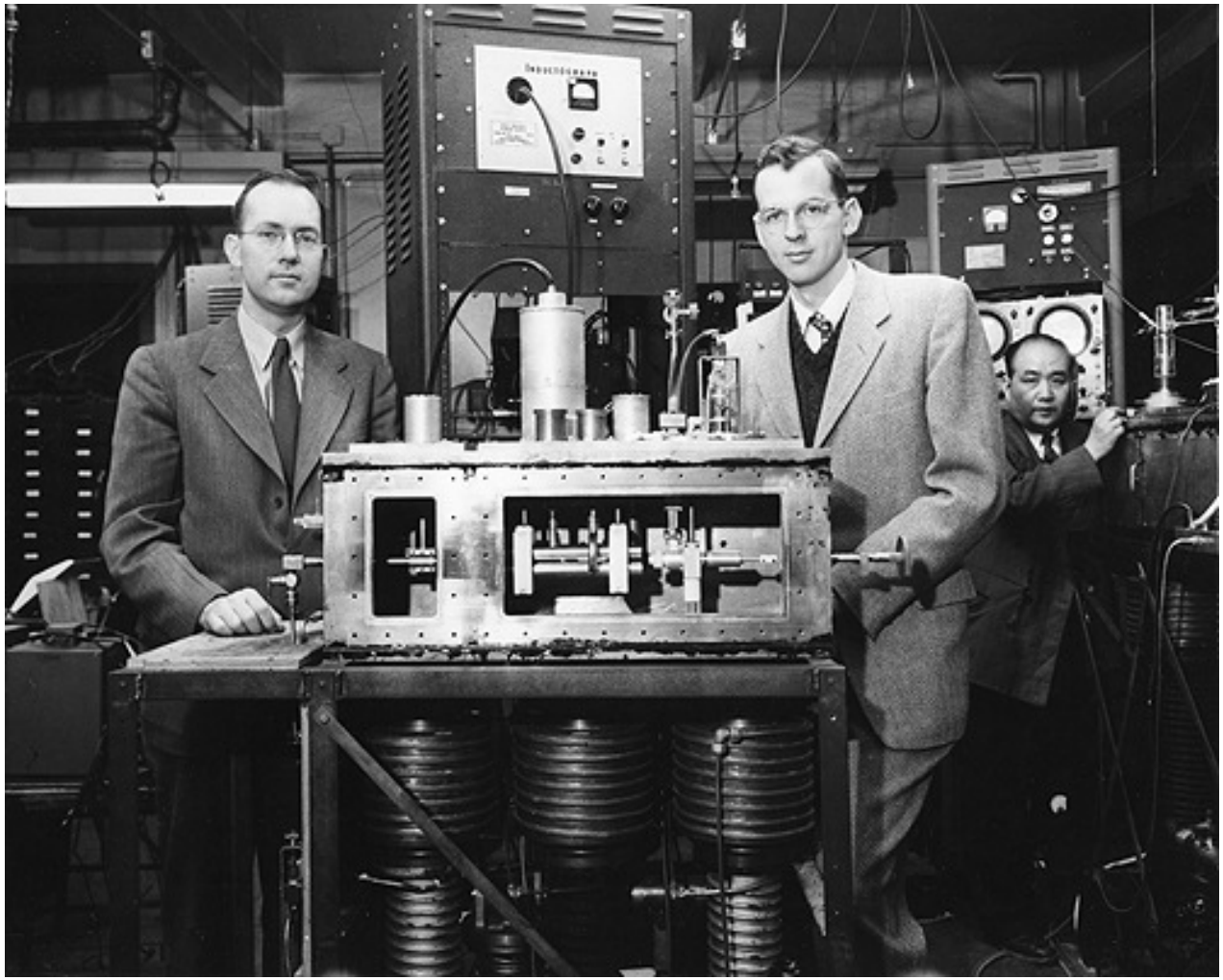


Fig. 1. Simplified diagram of the essential parts of the maser.



C. Townes, J. Gordon

1955 г. Ноябрь *Т. LVII, вып. 3*

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

НОВЫЕ ПРИБОРЫ И МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЙ

МОЛЕКУЛЯРНЫЙ ГЕНЕРАТОР И УСИЛИТЕЛЬ

Н. Г. Басов и А. М. Прохоров

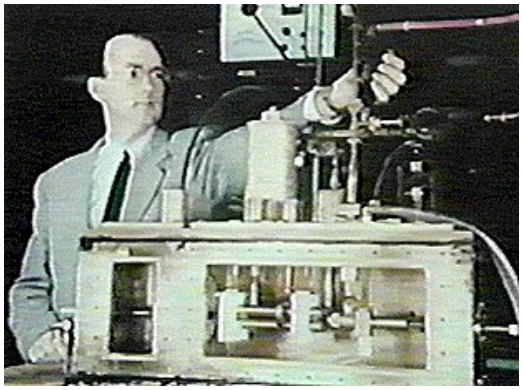
Az ammónia mézer 1953-54, Nobel díj 1964

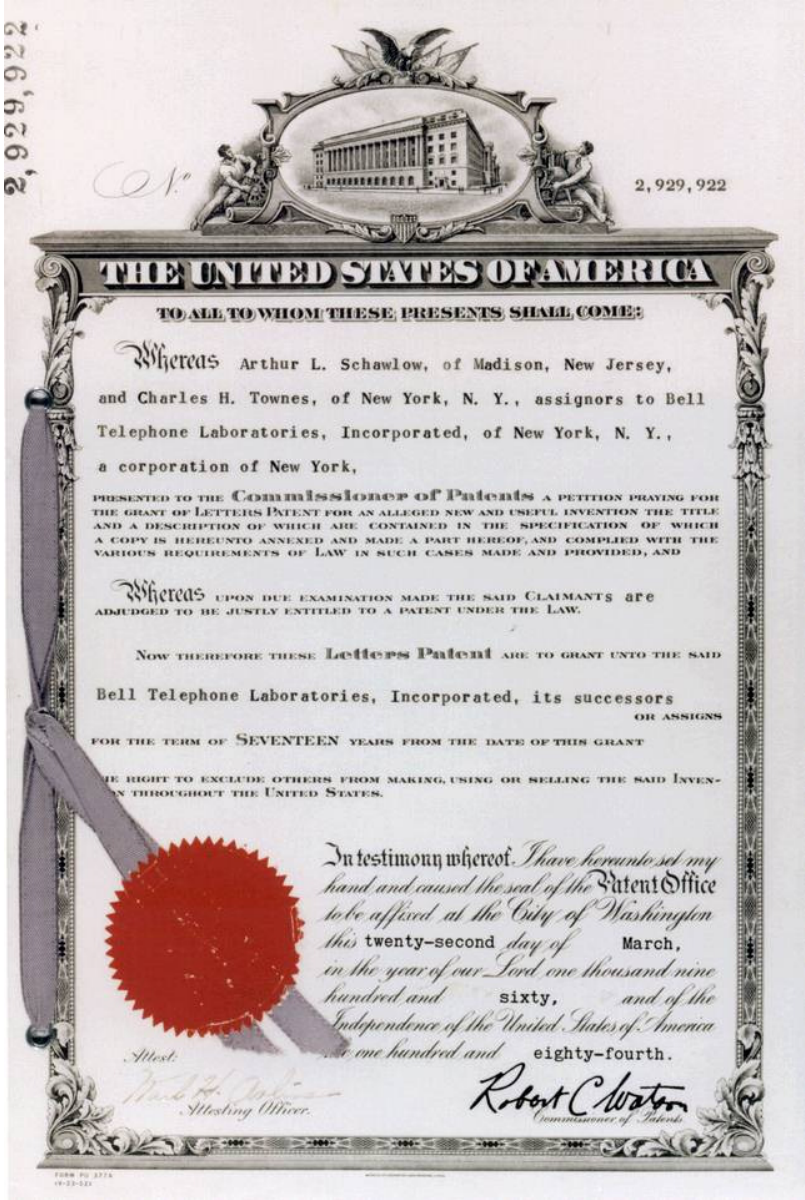
Charles Hard Townes

Александр Михайлович Прохоров

Николай Геннадиевич Басов

Prohorov: nyitott rezonátor
Baszov: félvezető lézerek





2,929,922

No. 2,929,922

THE UNITED STATES OF AMERICA

TO ALL TO WHOM THESE PRESENTS SHALL COME:

Whereas Arthur L. Schawlow, of Madison, New Jersey, and Charles H. Townes, of New York, N. Y., assignors to Bell Telephone Laboratories, Incorporated, of New York, N. Y., a corporation of New York,

PRESENTED TO THE Commissioner of Patents A PETITION PRAYING FOR THE GRANT OF LETTERS PATENT FOR AN ALLEGED NEW AND USEFUL INVENTION THE TITLE AND A DESCRIPTION OF WHICH ARE CONTAINED IN THE SPECIFICATION OF WHICH A COPY IS HEREUNTO ANNEXED AND MADE A PART HEREOF, AND COMPLIED WITH THE VARIOUS REQUIREMENTS OF LAW IN SUCH CASES MADE AND PROVIDED, AND

Whereas UPON DUE EXAMINATION MADE THE SAID CLAIMANTS are ADJUDGED TO BE JUSTLY ENTITLED TO A PATENT UNDER THE LAW.

NOW THEREFORE THESE Letters Patent ARE TO GRANT UNTO THE SAID Bell Telephone Laboratories, Incorporated, its successors OR ASSIGNS FOR THE TERM OF SEVENTEEN YEARS FROM THE DATE OF THIS GRANT

HE RIGHT TO EXCLUDE OTHERS FROM MAKING, USING OR SELLING THE SAID INVEN-N THROUGHOUT THE UNITED STATES.

In testimony whereof I have hereunto set my hand and caused the seal of the Patent Office to be affixed at the City of Washington this twenty-second day of March, in the year of our Lord one thousand nine hundred and sixty, and of the Independence of the United States of America one hundred and eighty-fourth.

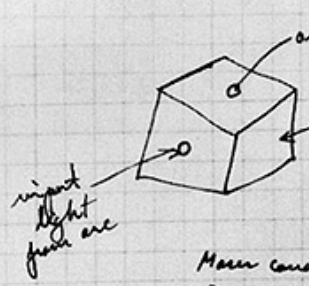
Attest: Attesting Officer.

Robert C Watson Commissioner of Patents.

"Means of Acquiring Support for Expensive Research".

Sept. 14, 1957

A Maser at optical frequencies



Maser condition:

$$\left(\frac{\mu E}{\hbar}\right)^2 \frac{h\nu}{\Delta\nu} N \geq \frac{E^2}{8\pi} \frac{V}{\tau}$$

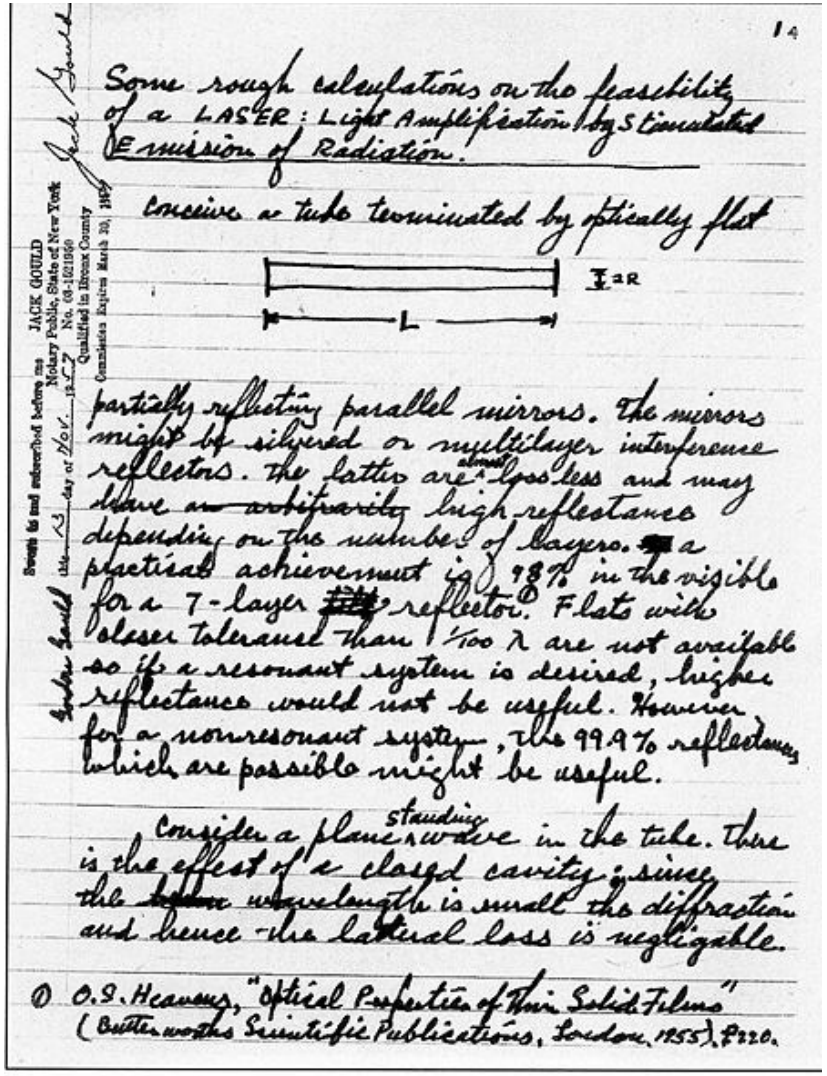
where τ is decay rate of energy, V is cavity volume

$$N \geq \frac{h}{32\pi^3 \mu^2} \frac{V}{\tau} \frac{\Delta\nu}{\nu}$$

Sept. 16, 1957

Continued

now for reflection coefficient α, $\tau = \frac{L}{(1-\alpha)c}$ where L is



14

Some rough calculations on the feasibility of a LASER: Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation.

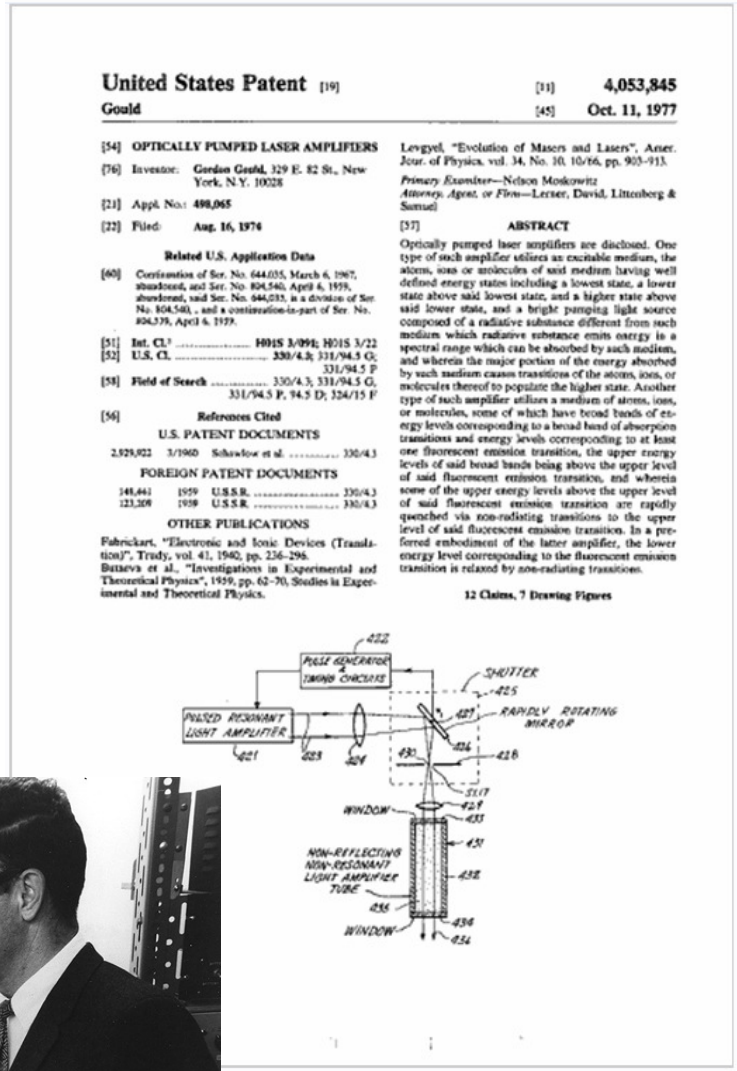
Conceive a tube terminated by optically flat

partially reflecting parallel mirrors. The mirrors might be silvered or multilayer interference reflectors. The latter are almost lossless and may have ~~an arbitrarily~~ high reflectance depending on the number of layers. ~~a~~ a practical achievement is 98% in the visible for a 7-layer ~~###~~ reflector.① Flats with closer tolerance than 1/100 λ are not available so if a resonant system is desired, higher reflectance would not be useful. However for a nonresonant system, the 99.9% reflectances which are possible might be useful.

Consider a plane standing wave in the tube. There is the effect of a closed cavity; since the ~~[illegible]~~ wavelength is small the diffraction and hence the lateral loss is negligible.

① O.S. Heavens, "Optical Properties of Thin Solid Films" (Butterworths Scientific Publications, London, 1955), p. 220.

Sworn to and subscribed before me this 13 day of Nov. 1957
JACK GOULD
Notary Public, State of New York
No. 03-1021960
Qualified in Bronx County
Commission Expires March 30, 1959



United States Patent [19]
Gould

[11] **4,053,845**
[45] **Oct. 11, 1977**

[54] **OPTICALLY PUMPED LASER AMPLIFIERS**

[76] Inventor: **Gordon Gould**, 329 E. 82 St., New York, N.Y. 10028

[21] Appl. No.: **498,065**

[22] Filed: **Aug. 16, 1974**

Related U.S. Application Data

[60] Continuation of Ser. No. 644,035, March 6, 1967, abandoned, and Ser. No. 804,540, April 6, 1959, abandoned, said Ser. No. 644,035, is a division of Ser. No. 804,540, , and a continuation-in-part of Ser. No. 804,539, April 6, 1959.

[51] **Int. Cl.**[2] **H01S 3/091**; H01S 3/22
[52] **U.S. Cl.** ..... **330/4.3**; 331/94.5 G; 331/94.5 P
[58] **Field of Search** ..... 330/4.3; 331/94.5 G, 331/94.5 P, 94.5 D; 324/15 F

[56] **References Cited**

U.S. PATENT DOCUMENTS

2,929,922	3/1960	Schawlow et al.	330/4.3

FOREIGN PATENT DOCUMENTS

148,461	1959	U.S.S.R.	330/4.3
123,309	1958	U.S.S.R.	330/4.3

OTHER PUBLICATIONS

Fabrikant, "Electronic and Ionic Devices (Translation)", Trudy, vol. 41, 1960, pp. 236–296.
Butaeva et al., "Investigations in Experimental and Theoretical Physics", 1959, pp. 62–70, Studies in Experimental and Theoretical Physics.
Levgyel, "Evolution of Masers and Lasers", Amer. Jour. of Physics, vol. 34, No. 10, 10/66, pp. 903–913.

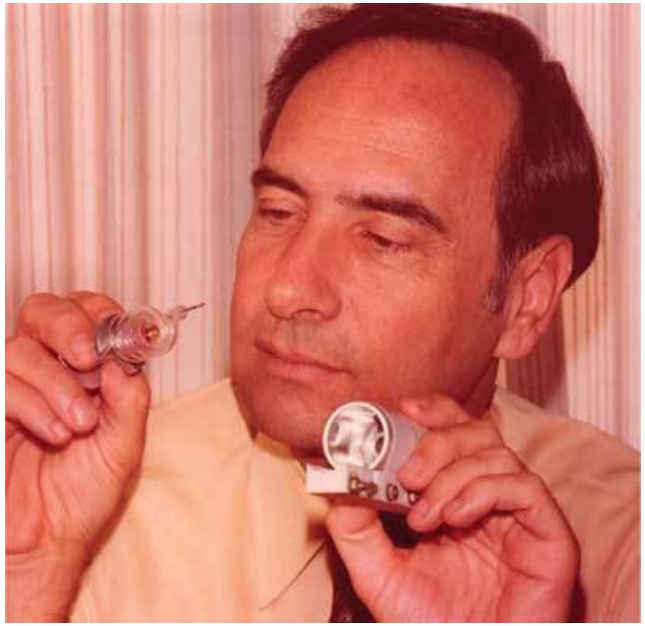
Primary Examiner—Nelson Moskowitz
Attorney, Agent, or Firm—Lerner, David, Littenberg & Samuel

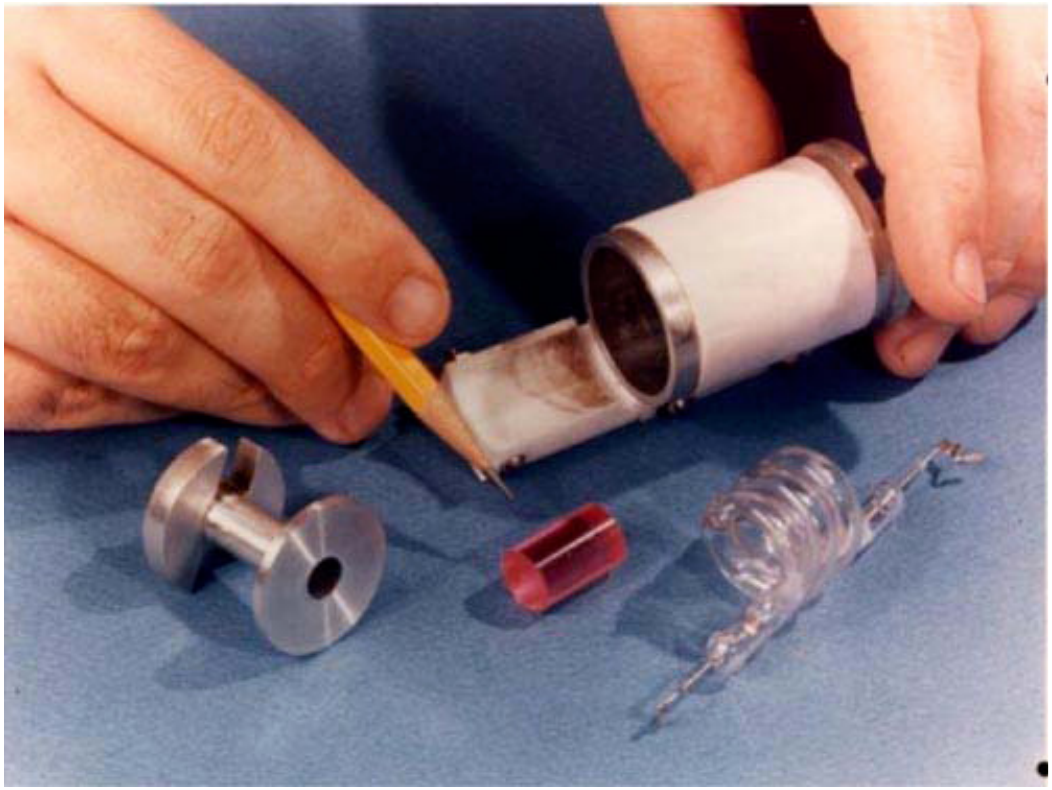
[57] **ABSTRACT**

Optically pumped laser amplifiers are disclosed. One type of such amplifier utilizes an excitable medium, the atoms, ions or molecules of said medium having well defined energy states including a lowest state, a lower state above said lowest state, and a higher state above said lower state, and a bright pumping light source composed of a radiative substance different from such medium which radiative substance emits energy in a spectral range which can be absorbed by such medium, and wherein the major portion of the energy absorbed by such medium causes transitions of the atoms, ions, or molecules thereof to populate the higher state. Another type of such amplifier utilizes a medium of atoms, ions, or molecules, some of which have broad bands of energy levels corresponding to a broad band of absorption transitions and energy levels corresponding to at least one fluorescent emission transition, the upper energy levels of said broad bands being above the upper level of said fluorescent emission transition, and wherein some of the upper energy levels above the upper level of said fluorescent emission transition are rapidly quenched via non-radiating transitions to the upper level of said fluorescent emission transition. In a preferred embodiment of the latter amplifier, the lower energy level corresponding to the fluorescent emission transition is relaxed by non-radiating transitions.

12 Claims, 7 Drawing Figures

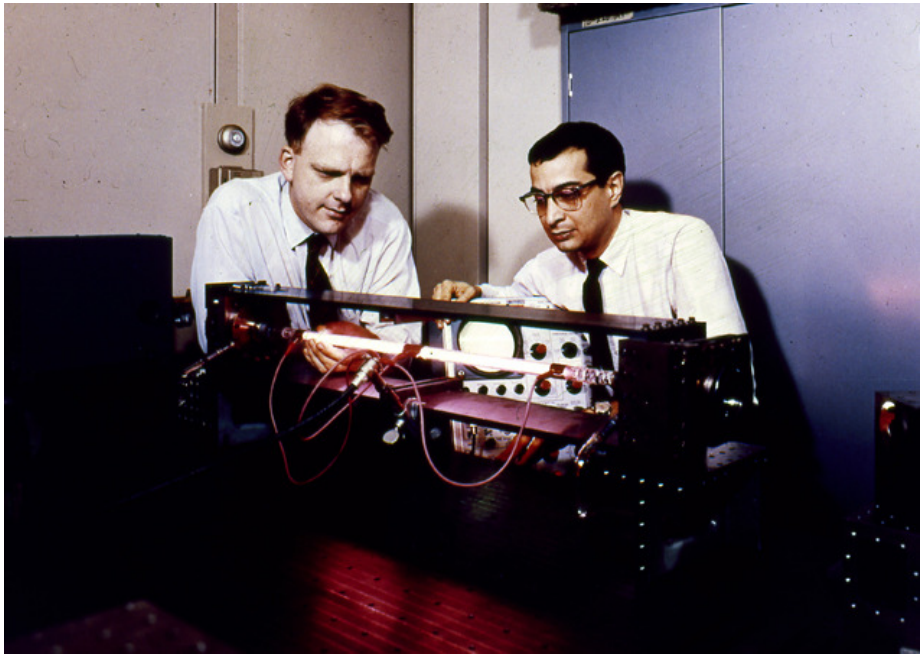
Gordon Gould

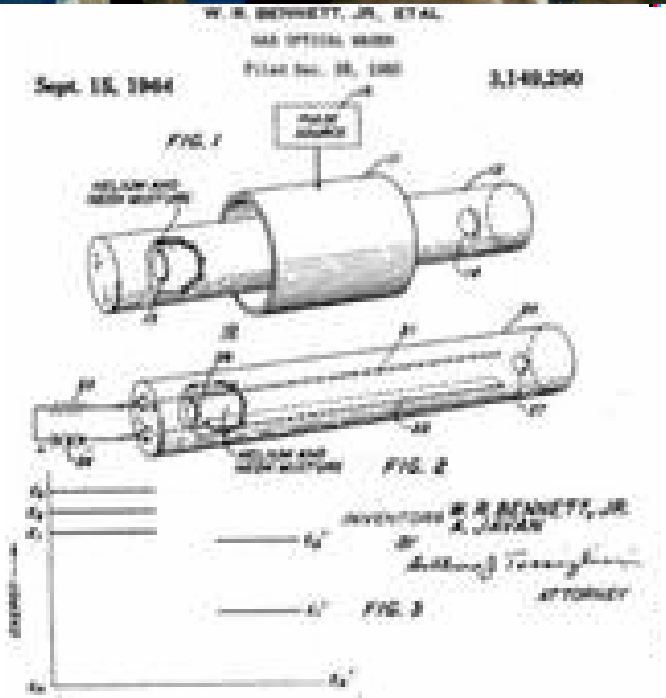




1960 május 16

Thedore Maiman, Hughes Laboratory



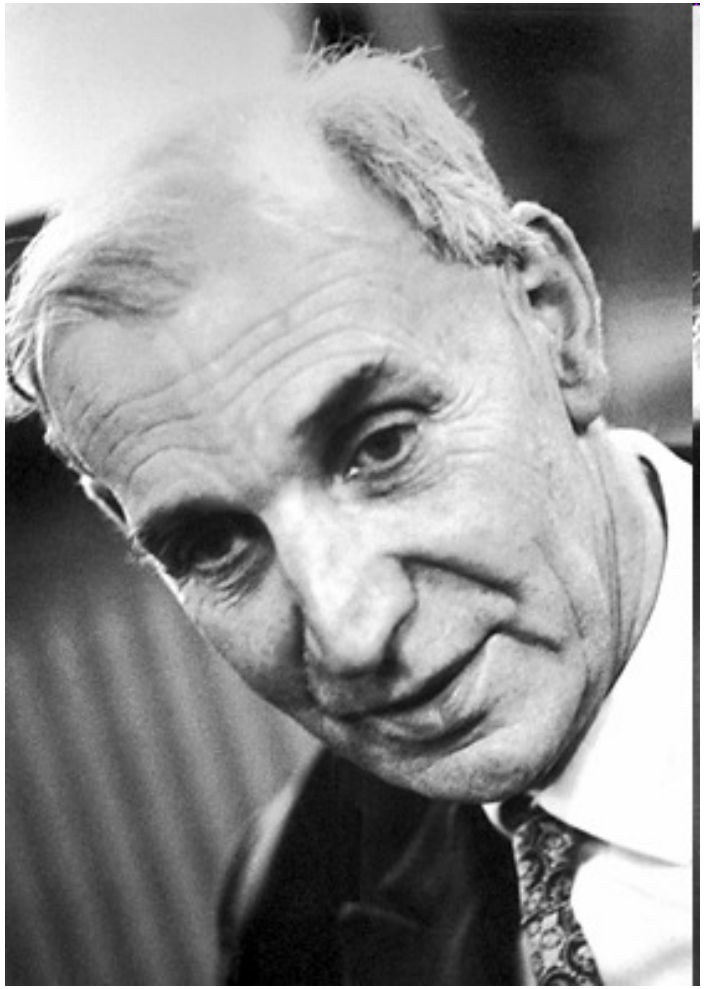


POPULATION INVERSION AND CONTINUOUS OPTICAL MASER OSCILLATION IN A GAS DISCHARGE CONTAINING A He-Ne MIXTURE

A. Javan, W. R. Bennett, Jr., and D. R. Herriott
Bell Telephone Laboratories, Murray Hill, New Jersey
(Received December 30, 1960)

Physical Review Letters, **6**, no.3, pp.106-110. 1961.

The Nobel Prize in Physics 1966



Alfred Kastler

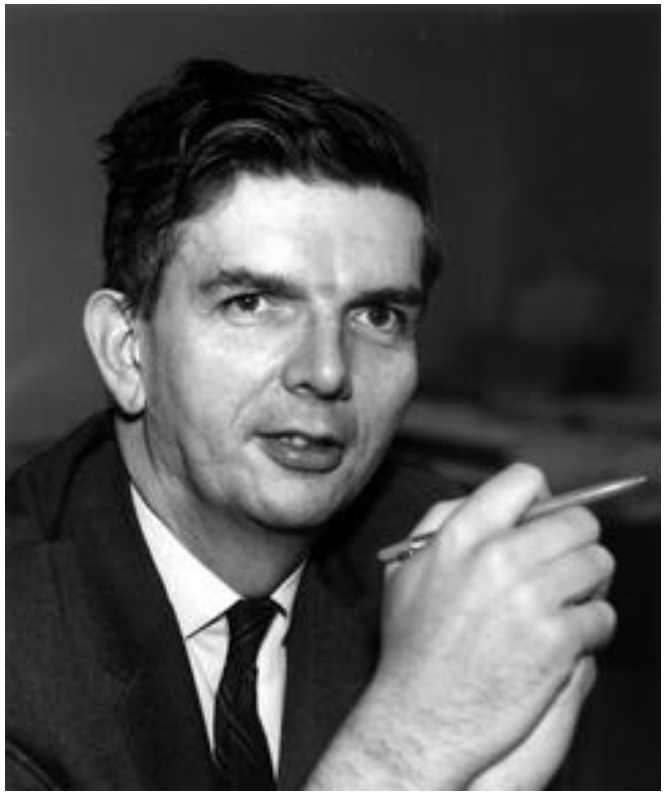
Born: 3 May 1902, Guebwiller, Germany (now France)

Died: 7 January 1984, Bandol, France

Affiliation at the time of the award: École Normale Supérieure, Paris, France

Prize motivation: "for the discovery and development of optical methods for studying Hertzian resonances in atoms"

Field: Optical physics



Robert Dicke 1916-1997

Kozmikus háttérsugárzás létének előrejelzése

Brans-Dicke féle gravitációelmélet

Roll – Krotkov - Dicke (Eötvös) kísérlet

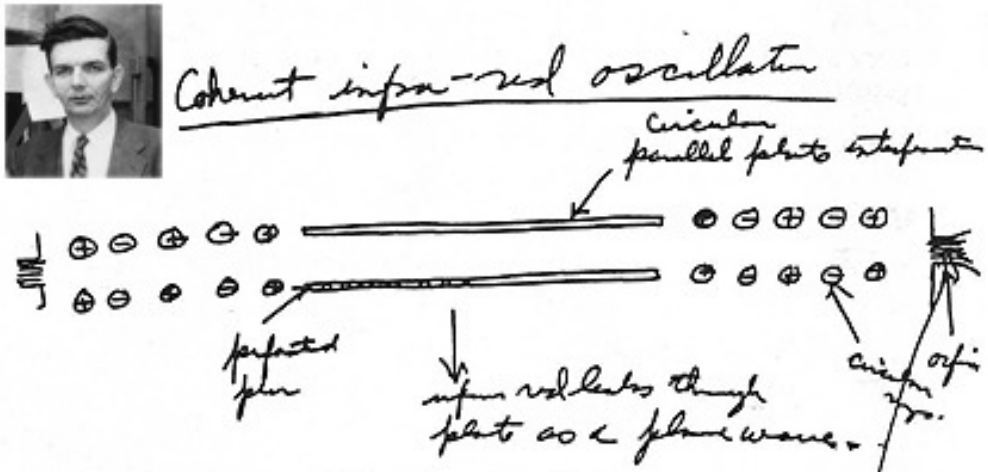
Lock in (fázisérzékeny) erősítés elve

Optikai Mössbauer effektus. 1953

(W. Lamb 1939 neutronok)

1954 Szuperradiancia, 2680

1956: szabadalom: Fabry Perot rezonátorba kell helyezni az invertált közeget



Coherent infra-red oscillator

circular parallel plate interferometer

perforated plate

infra red leaks through plate as a plane wave.

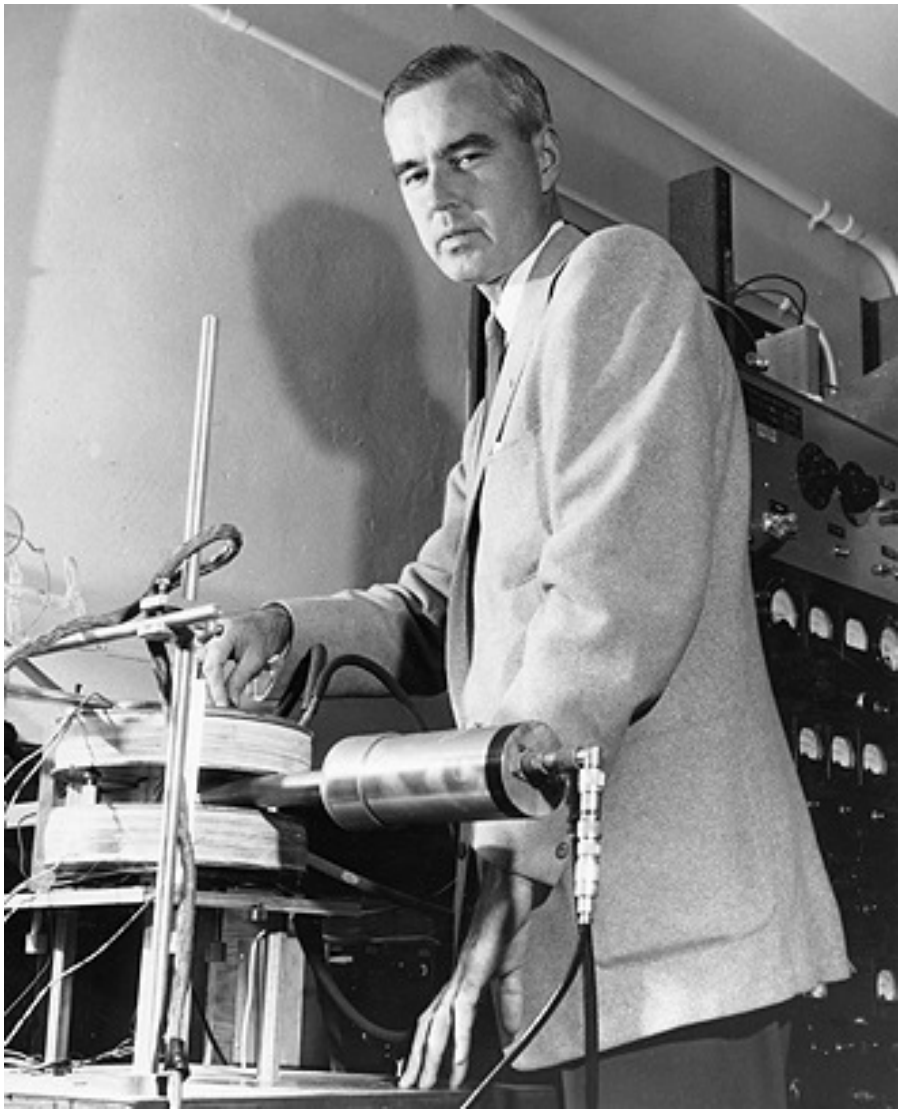
circular opti. res.

The design of the ammonia maser can be modified to give an oscillator in the infra red region by replacing the cavity by a Fabri-Perot type parallel plate resonator.

parallel plate ring collector for ammonia or other gas.

The transition used of the $\Delta J \pm 1$ type in a symmetrical top molecule. Preferably ammonia would be employed.

R.H. Dicke.

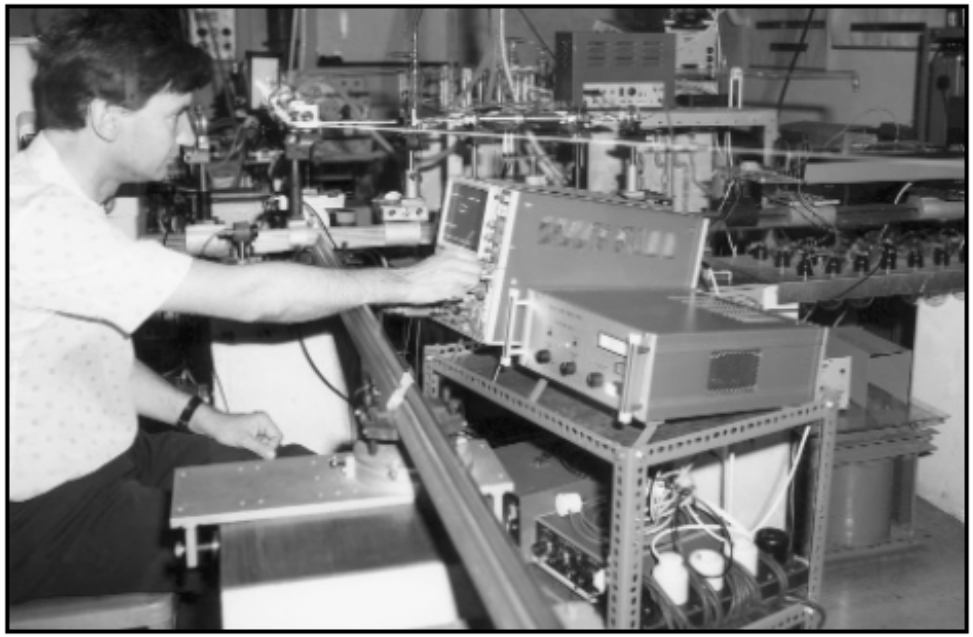


Laser Physics:

M. Sargent, M. Scully, W. Lamb

Willis Lamb: Lamb shift,

Lézerek Magyarországon



Első hazai gázlézer HeNe 1,15 µm, 1963
Bakos József, Csillag László, Kántor Károly, Varga Péter

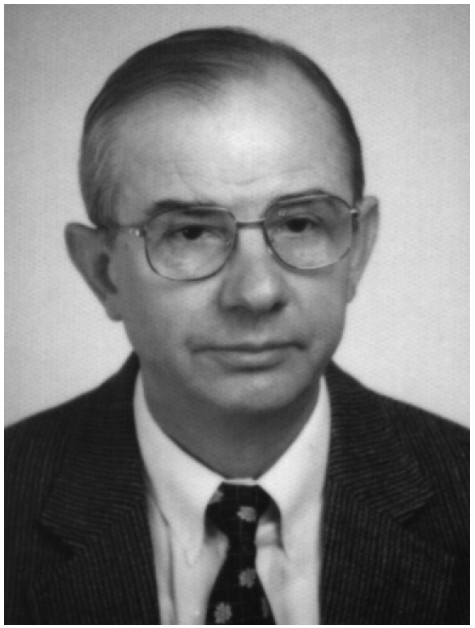
Első hazai szilárdtestlézer: rubin 694 nm, 1964
Farkas Győző, Náray Zsolt, Varga Péter

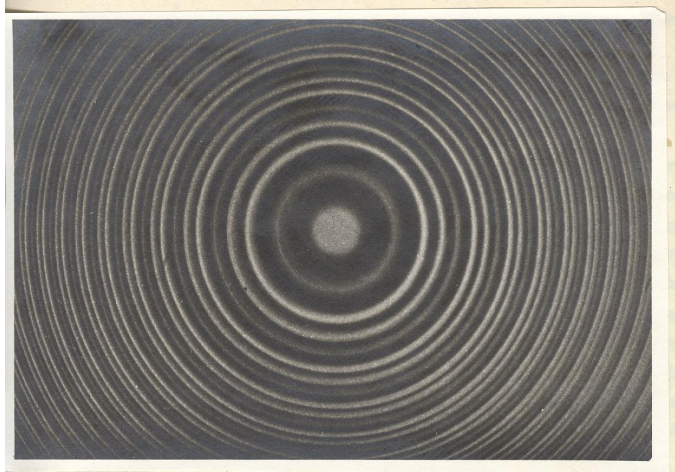
Első hazai látható HeNe lézer 633 nm 1965
Csillag László, Kántor Károly Rózsa Károly, Salamon Tamás

Lézerek Szegeden 1968-69

I. Ketskemety, I. Szalma, L. Kozma, and B. Racz,
Zs. fur Naturforsch., 25a, 1512 (1970).

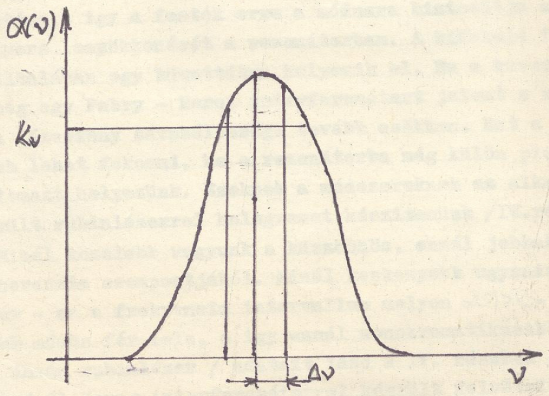
J. Dombi, L. Gati, I. Ketskemety, I. Szalma, and L. Vize,
Acta Phys. et Chem. Szeged, 16, 3
(1970).





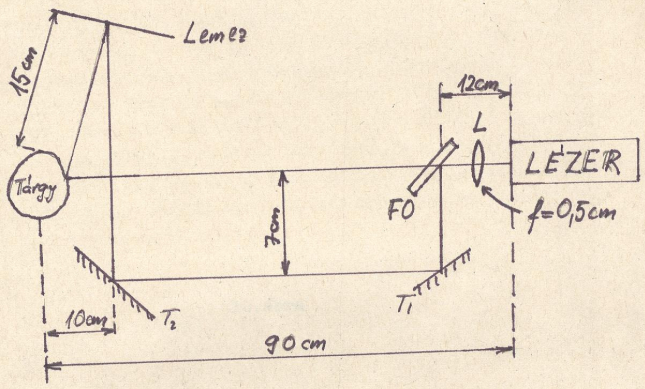
6 b. ábra

Az erősitési sávból tehát a rezonátor az egyes módusoknak megfelelő diszkrét vonalakat vág ki.



7. ábra

irányitottuk a lemezre. A tárgyat a közvetlen lézerfény világitotta meg.A megfelelő távolságokat és a használt lencse fókusz-



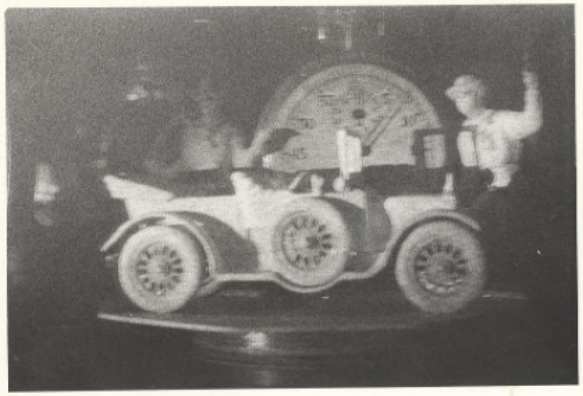
9.ábra

távolságát ugy érdemes megválasztani, hogy a leképezendő tárgy méreténél a nyaláb átmérője a tárgy helyén a tárgy maximális méreténél valamivel nagyobb legyen / igy a legjobb a fénykihasználás /. A tárgy- és a referenciahullám intenzitásának optimális aránya az irodalom szerint igen széles skálán mozog:1:5 - től 1:1,2 - ig, de lényegében nem tapasztalható minőségi változás a különböző intenzitásarányoknál. A fenti elrendezéssel készült 25 sec-os expoziciós idővel a 10.ábrán látható hologram. A 11. ábrán ugyanebből a hologramból re-

kons

pan

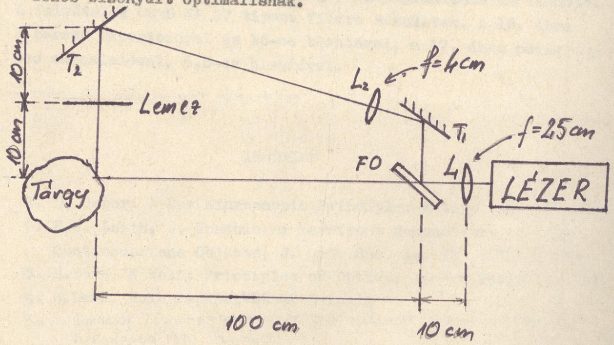
blen



struáló fény igen jó közelitéssel abból az irányból érkezik a lemezre, amelyből a felvételkor a referencia érte a lemezt. Az irány szerinti szelektivitás lehetővé teszi, hogy egy lemezre egymástól függetlenül több hologramot is felvegyünk, és ez tovább növeli a hologram információ tároló kapacitását.

2. Kisérleti eredmények

Reflexiós hologramok készitésére a 15. ábrán látható elrendezés bizonyult optimálisnak.



15. ábra

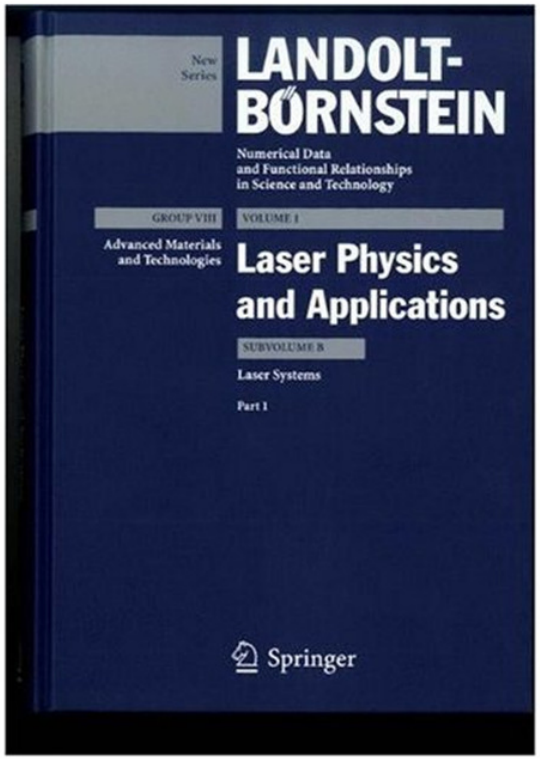
A használt lézer itt is MOM gyártmányu 8 mW névleges teljesitményü He-Ne gázlézer volt. Az egyéb adatok: T_1 / ϕ:6cm/ T_2 / ϕ:15cm / siktükrök, L /f:2,5 cm/, L /f:4 cm/ lencsék, FO 5 mm vastag planparalel üveglemez. Reflexiós hologramnál célszerü a tárgy- és a referenciahullám intenzitását azonosra beállitani. Ezt fotoellenállással ellenőriztük. Ügyelni kell továbbá arra, hogy a tárgy- és a referenciahullám egymással szembe haladjanak, és a

lemez közelitőleg merőleges legyen a két sugárra.

I. Ketskeméty, Zs. Bor, B. Rácz, L. Kozma and A.N. Rubinov:
Improved line narrowing and wavelength stabilization technique
of distributed feedback dye lasers, Opt. Commun. **22** (1977) 275

B. Rácz, Zs. Bor, S. Szatmári and G. Szabó:
Comparative study of beam expanders used in nitrogen laser pumped dye laser,
Opt. Commun. **36** (1981) 399-402.

Zs. Bor, A. Müller: Picosecond distributed feedback dye laser,
IEEE J. Quantum Electron. Vol**. QE-22** (1986) 1524-1533



3.3 Femtosecond excimer lasers and their applications
S. Szatmári, G. Marowsky, P. Simon . . . 215

3.3.1 Introduction . . . 215
3.3.1.1 Advantages and difficulties associated with short-wavelength lasers . . . 215
3.3.1.2 General features of dual-wavelength laser systems . . . 216
3.3.1.3 Comparison of high-power solid-state and excimer lasers . . . 217
3.3.1.4 Seed pulse generation . . . 219

6.2 Superradiance
M.G. Benedict, E.D. Trifonov . . . 67

6.2.1 Definitions and historical layout . . . 67
6.2.2 Superradiance theory . . . 68
6.2.2.1 Superradiance of a system with dimensions smaller than the radiation wavelength 68
6.2.2.2 Superradiation of an extended multiatomic system . . . 70
6.2.3 Superradiance experiments . . . 73
6.2.3.1 A microscopic observation of superradiance and subradiance . . . 74
6.2.3.2 Superradiance experiments in pencil-shaped macroscopic samples . . . 75
6.2.3.3 Superradiant-type Rayleigh scattering from a Bose–Einstein condensate . . . 77
6.2.4 Outlook . . . 78
References for 6.2 . . . 79