



**БЪЛГАРСКА АКАДЕНИЯ НА НАУКИТЕ  
ИНСТИТУТ ПО ФИЗИКА НА ТВЪРДОТ О ТЯЛО  
“Академик Георги Наджаков”**



---

ЛАБОРАТОРИЯ “ЛАЗЕРИ С МЕТАЛНИ ПАРИ”

**Стефка Иванова Славеева**

**ОПРЕДЕЛЯНЕ НА ОСНОВНИТЕ ГАЗОРАЗРЯДНИ  
ПАРАМЕТРИ НА МОЩЕН He–SrBr<sub>2</sub> ЛАЗЕР**

## **АВТОРЕФЕРАТ**

на  
дисертация за получаване на образователната и научна степен  
“доктор”

**Професионално направление: 4.1. Физически науки**  
Научна специалност: Физика на Вълновите Процеси

Научни ръководители: **Проф. дфн Н. К. Вучков**  
**Доц. д-р К. А. Темелков**

**СОФИЯ 2013**

Дисертацията се състои от 102 страници, 23 фигури 2 таблици и 99 цитирани литературни източника. Брой на публикациите на докторанта, свързани с дисертационния труд - 6

Стефка Иванова Славеева е редовен аспирант към Лаборатория “Лазери с метални пари”, ИФТТ, БАН и работи като асистент към същата лаборатория.

Дисертационния труд е обсъден и насочен за защита от научен семинар на направление “Лазерна физика, физика на атомите, молекулите и плазмата”, Институт на Физика на Твърдото Тяло “Академик Георги Наджаков” – БАН , състоял се на 25.04. 2013 г.

<http://www.issp.bas.bg>

ISSP-BAS-2013-PhD006

Защитата на дисертационния труд ще се състои на ..... от ..... часа в зала..... на Институт по Физика на Твърдото Тяло “Акад. Г. Наджаков” – БАН, бул. “Цариградско шосе” 72, София, пред научно жури в състав:

1. Проф. дфн Николай Кирилов Вучков
2. Проф. дфн Петър Иванов Петров
3. Проф. дфн Димитър Василев Стоянов
4. Доц. д-р Димо Николов Астаджов
5. Доц. д-р Димитър Георгиев Славов

Номерацията на формулите, таблиците, фигурите и цитираната литература в автореферата не съвпада с тяхната номерация в дисертационния труд.

# СЪДЪРЖАНИЕ

Съдържание	4
<b>Обща характеристика на дисертационния труд</b>	5
Актуалност на темата	5
Цел и задачи на дисертационния труд	8
Структура на дисертационния труд	9
<b>Глава 2 – Експериментална установка</b>	10
<b>Глава 3 – Аналитично решение на стационарното уравнение на топлопроводността</b>	12
Коефициент на топлопроводност	15
Разпределение на газовата температура	17
<b>Глава 4 – Експериментално определяне на средната и времезависещата електронни температури</b>	20
<b>Глава 5 – Заключение</b>	25
<b>Приноси на дисертационния труд</b>	26
<b>Публикации по темата на дисертационния труд</b>	27
<b>Доклади на научни форуми</b>	28
<b>Литература</b>	30

## Обща характеристика на дисертационния труд

### Актуалност на темата

Лазерите намират широко практическо приложение във физиката, химията, биологията, медицината, но и в метрологията, в системите за връзка и комуникация, различни области на приборостроенето, технологиите за обработка и създаването на нови промишлени материали.

Наскоро с помощта на пренастройваемия лазер на свободни електрони (ЛСЕ) от 3 до 20  $\mu\text{m}$  е установено, че лазерно лъчение от 6.45  $\mu\text{m}$  е най-ефективното средство за аблация на меки тъкани и кости с минимално термично увреждане [1, 2 (1, 2)].

Въпреки че лазера на свободни електрони е многообещаващ за хирургични приложения в клинични системи по-нататъшното му развитие се възпрепятства от големите размер, разходи и режимни разноски.

Бъдещите изследвания и широката клинична употреба на лазерното лъчение на 6.45  $\mu\text{m}$  изисква разработването на алтернативен лазерен източник на това лъчение с изходни параметри достатъчно високи за аблация на костите и меките тъкани и имащи по-голяма клинична приложимост.

Лазерът с пари на стронций, който генерира лазерно лъчение на самоограничения атомен преход на 6.45  $\mu\text{m}$  с многоватова мощност, също може да се прилага вместо ЛСЕ. Лазерът за пръв път е описан в [3 (5)]. Високата химическа активност на стронция води до намаляване времето на живот и разрушаването на разрядната тръба [4 (7)]. Изхождайки от замяната на мед с меден бромид, стронция се заменя със стронциев дибромид ( $\text{SrBr}_2$ ) като активна среда [5 (8)]. Това заменяне увеличава работната температура от 650  $^{\circ}\text{C}$  до 1100  $^{\circ}\text{C}$  [5 (8)], и налага използването на керамична тръба. Средна изходна мощност от 60 mW при едновременна

генерация на всички линии е представена в [5 (8)], 30 % от която е съсредоточена на атомните линии.

В [6, 7 (77, 78)] са проведени изследванията на две газоразрядни тръби с конструкция типична за SrBr<sub>2</sub> лазера. Чрез тези две лазерни тръби е осъществено увеличение на активния обем по вътрешен диаметър и дължина от 180 cm<sup>3</sup> на 300 cm<sup>3</sup> (67 %). С двете лазерни тръби е получена стабилна лазерна генерация на две Sr<sup>+</sup> (1.03 и 1.09 μm) и няколко Sr атомни линии в наносекунден импулсен надлъжен He-SrBr<sub>2</sub> разряд. Намерен е оптималният температурен режим за лазерна генерация на няколко различни Sr атомни и йонни линии.

Оптималните разрядни условия, както и получените изходни лазерни параметри са показани в Таблица I [6, 7 (77, 78)]. Лазерната ефективност е съотношението на средната изходна и входна мощност, имайки предвид че 65 % е електрическата ефективност на схемата за възбуждане. Получава се, че при средна входна мощност от 2.2 kW и честота на повторение на импулса от 19 kHz средната изходна мощност е 4.30 W, като повече от 90 % е съсредоточена на лазерната линия 6.45 μm [7 (78)]. На тази линия енергията на лазерния импулс е 205 μJ [7 (78)]. Тези резултати са повече от два пъти по-високи от тези получени при активна среда от чист стронций [8, (6)].

Лазерът с пари на SrBr<sub>2</sub> е от класа лазери с метални пари. Активната среда на лазерите с метални пари представлява слабойонизирана неравновесна газоразрядна плазма, образуваща се при електрически разряд в смес от парите на работното вещество и буферния газ. Практическото приложение на лазерите с метални пари е предшествано от серия изследвания, както на работните им характеристики, така и на основните газоразрядни параметри – електронна и газова температура. Определянето на тези газоразрядни параметри е тема на настоящия дисертационен труд.

**Таблица I:**  $d_a$  – диаметър на активната зона;  $l_a$  – дължина на активната зона;  $V_a$  – активен обем;  $C_0$  – стойност на кондензатора в горещо състояние;  $p_{He}$  – оптимално налягане на хелия;  $P_{in}^{max}$  – максимална средна входна мощност;  $f^{max}$  – максимална честота на повторение на импулса;  $P_{out}$  – средна изходна мощност;  $E_p$  – енергия на лазерната линия 6.45- $\mu m$ ;  $\eta$  – ефективност.

Разрядна тръба	$d_a$ , mm	$l_a$ , cm	$V_a$ , cm <sup>3</sup>	$C_0$ , pF	$T_c$ , °C	$p_{He}$ , Torr	$P_{in}^{max}$ , kW	$f^{max}$ , kHz	$P_{out}$ , W	$E_p$ , $\mu J$	$\eta$ , %
Първа	18	70	180	700	1190	30	1.9	20	1.72	69	0.14
Първа	18	70	180	870	1190	30	1.9	20	2.18	87	0.18
Първа	18	70	180	970	1190	30	1.9	20	2.34	94	0.19
Първа	18	70	180	1065	1190	30	1.9	20	2.40	96	0.20
Първа	18	70	180	1230	1190	30	1.9	20	2.37	95	0.19
Първа	18	70	180	1350	1190	30	1.9	20	2.05	82	0.16
Втора	19.8	100	300	1230	1300	45	2.2	19	4.30	204	0.30
Втора	19.8	100	300	1065	1300	42	2.2	19	4.19	198	0.29
Втора	19.8	100	300	1350	1300	49	2.2	19	3.83	181	0.27

Газовата и електронната температура, заедно с електронната плътност са основните параметри на газоразрядната плазма и играят много важна роля за разбирането и предсказването на редица явления в лазерната физика, физиката на газовия разряд, плазмените технологии, газоразрядната мас-спектроскопия, абсорбцията и емисионната спектроскопия и физиката на плазмата като цяло.

За нашите лазери разпределението на газовата температура е от особена важност, защото определя стабилността на лазерната генерация и изходните лазерни характеристики. А също така участва в процесите необходими за създаване на инверсна населеност *такива като Пенинг йонизация, дифузия и зарядообмен*. От електронната температура зависят нееластичните и еластични взаимодействия на електроните с атомите и йоните, рекомбинацията, възбуждането и девъзбуждането.

Бъдещо увеличаване на изходните параметри може да бъде получено с:

- 1) Увеличаване на активния обем и входната мощност;
- 2) Допълнително изчистване на  $\text{SrBr}_2$ ;
- 3) Влияние на някои примеси в буферния газ върху лазера.

Увеличаването на размерите на активната зона води до нарастване изходните лазерни характеристики, но това изисква въвеждането на висока електрическа мощност в разряда. Това води до определени трудности поради ограничението на използваното високоволтово захранване. Една от възможностите за преодоляване на тези трудности е изследване влиянието на малки газови добавки към буферния газ върху газоразрядните и лазерните параметри. Друга възможност е създаване на високо температурна разновидност на газоразрядната тръба с допълнителна термична изолация на активната зона.

### **Цел и задачи на дисертационния труд**

С оглед на огромната перспектива за приложения на този лазер за прецизна лазерна аблация на меки и твърди биологични тъкани и изложеното в увода, като основна цел на настоящата дисертационна работа се поставя определянето на газоразрядните параметри на мощен He-SrBr<sub>2</sub> лазер със значително увеличен активен обем.

За постигане на поставената цел е необходимо да се изпълнят следните задачи:

1. Да се създаде и изследва нова газоразрядна тръба със значително увеличен активен обем.
2. Да се създаде и изследва високо температурна разновидност на газоразрядната тръба с допълнителна термична изолация на активната зона.

3. Теоретично определяне на радиалното разпределение на газовата температура за двете изследвани газоразрядни тръби.
4. Експериментално определяне на средната електронна температура на наносекунден импулсен надлъжен He-(Ne)-SrBr<sub>2</sub> разряд.
5. Експериментално определяне на времевата зависимост на електронната температура в послесветенето на наносекунден импулсен надлъжен He-(Ne)-SrBr<sub>2</sub> разряд.

### **Структура на дисертационния труд**

Дисертацията се състои от уводна глава, три глави, заключение и приложения.

Уводната глава е посветена на особеностите на работа на лазерите с метални пари (ЛМП) и най-основните представители на този тип лазери. Разгледани са основните механизми за създаване на инверсна населеност, различните методи за получаване на метални пари и съществуващите схеми за възбуждане на тези лазери. Също така са разгледани видовете електрически разряди, използвани за възбуждане на ЛМП. Направен е обзор на възможностите за приложение на атомния стронциев лазер за лазерна аблация на меки и твърди биологични тъкани, както и на получените изходни лазерни характеристики на атомния стронциев лазер при използването на метален стронций и стронциев халогенид като източник на стронциевите атоми.

Втора глава е посветена на необходимата експериментална техника. Тази глава включва описание на електрическата схема за възбуждане, измервателните прибори, вакуумно газовата инсталация и конструкция на новите газоразрядни тръби.

В трета глава аналитично е определено радиалното разпределение на газовата температура чрез решаване на стационарното уравнение на топлопроводността при еднородно въвеждане на електрическата мощност



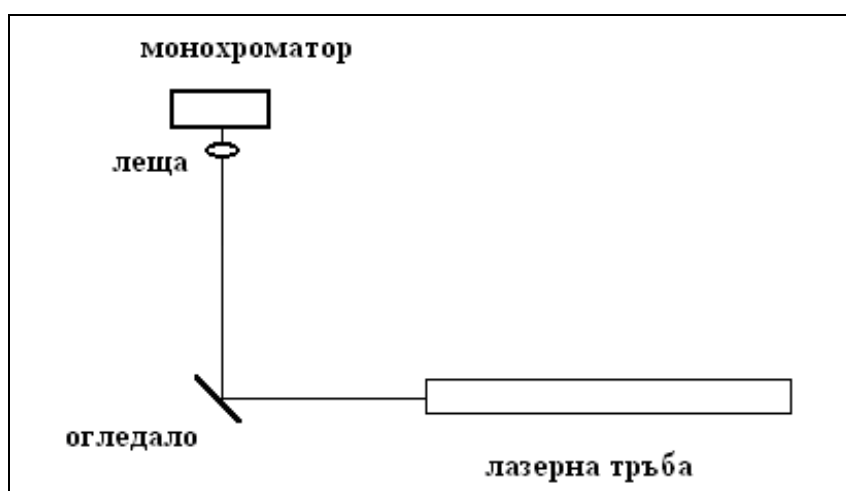
в разряда. Също така са определени коефициентите на топлопроводност за буферния газ, представляващ бинарна газова смес от хелий и неон. Представените резултати за радиалното разпределение на газовата температура са за двете модификации на разрядната тръба с увеличен активен обем, а именно без и с високотемпературна изолация на активния обем.

В четвърта глава експериментално е определена средната и времезависещата електронни температури в наносекунден импулсен надлъжен He-(Ne)-SrBr<sub>2</sub> разряд по метода на измерване на относителните интензивности на някои хелиеви и неоновы спектрални линии.

В главата Заключение са обобщени получените резултати, формулирани са приносите на дисертацията и са представени публикациите и докладите на научни форуми, отразени в дисертационния труд.

В главата Приложения са дадени някои данни необходими при изпълнението на задачите, допълнителни подробности и факти.

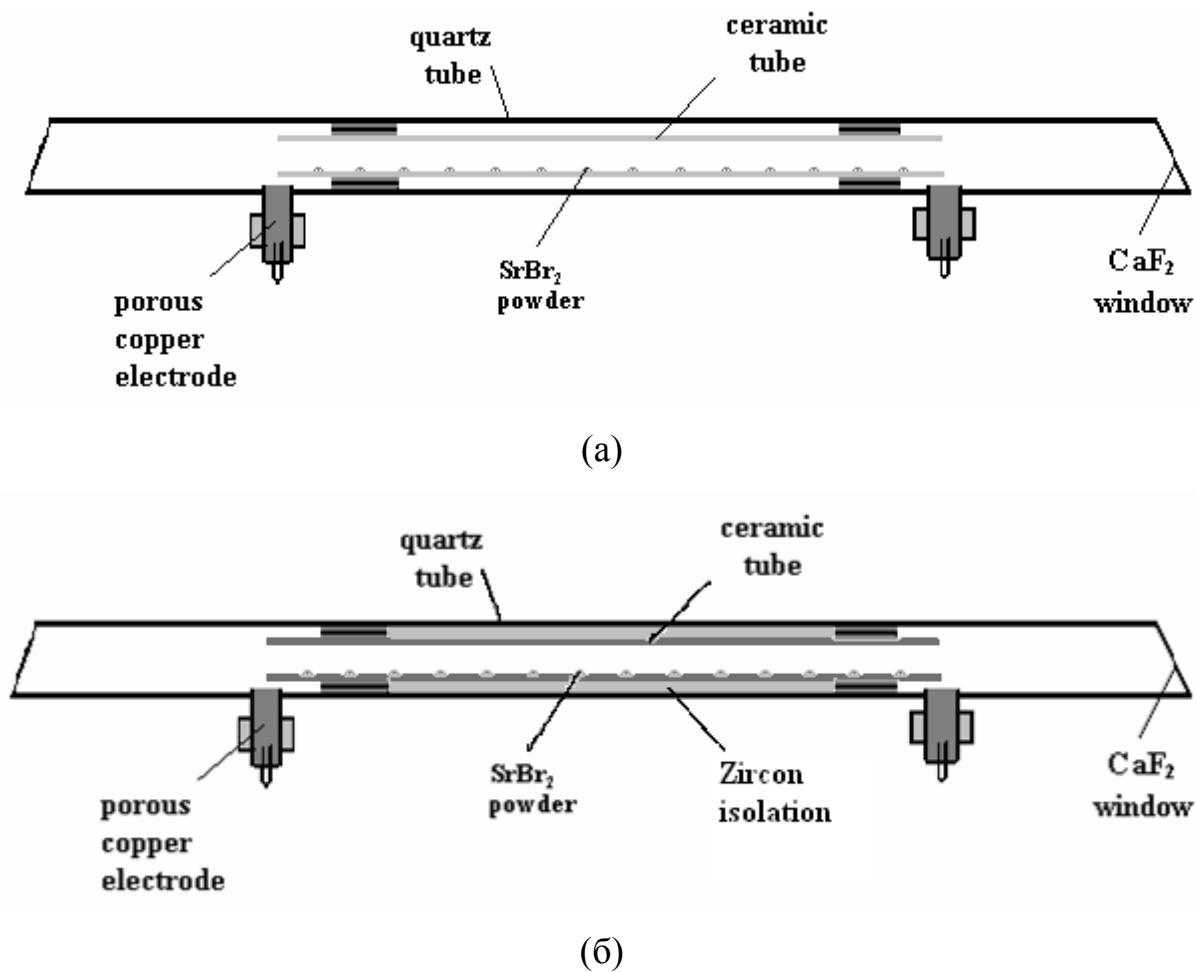
## ГЛАВА 2 – ЕКСПЕРИМЕНТАЛНА ТЕХНИКА



Фиг. 1. Блок схема на установката за спектрални измервания.

Спектралните изследвания са проведени по представената на Фиг. 1 блок схема.

Схематични диаграми на използваните газоразрядни тръби с увеличен активен обем, типични за инфрачервения He – SrBr<sub>2</sub> лазер, са показани на Фиг. 2 а и б.



Фиг. 2. Конструкция на газоразрядната тръба без (а) и с термична изолация (б).

Основната тръба е направена от топен кварц и е с размери: външен диаметър 76 mm и вътрешен диаметър 71.5 mm. Керамичната втулка, ограничаваща зоната с разряд, е с вътрешен диаметър 30.5 mm и външен диаметър 38.5 mm, като е коксидно поставена в основната тръба. Веществото SrBr<sub>2</sub> на прах е поставено по дължината на керамичната тръба, т.е. лазерът работи в режим на самоподгрев. Разрядната тръба е обвита от

слой термична изолация от циркониев диоксид, като дебелината ѝ зависи от въведената мощност в разряда. Температурата на кварцовата тръба се измерва на повърхността ѝ с термодвойка. Електродите на разрядната тръба са направени от порест мед, със специален дизайн предотвратяващ замърсяването им с  $\text{SrBr}_2$  и  $\text{Br}_2$ . Прозорчетата от  $\text{CaF}_2$  са залепени към краищата на разрядните тръби. При втората газоразрядна тръба (фиг. 2 б) зоната без разряд е неплътно запълнена с термична изолация от циркониев диоксид.

Изследвания импулсен надлъжен наносекунден разряд се възбужда от електрическата схема с взаимодействащи си контури (IC схема), подробно описана в [9 (79)]. Спектралните изследвания са проведени с Bentham M300 спектрометър, снабден с две холографски решетки с 1800 линии/mm и ДН – 2 фотоумножител. Средната и времезависещата интензивност на дадена спектрална линия се регистрира на осцилоскоп Tektronix 2455A с 20 MHz ограничителен филтър.

### **ГЛАВА 3 – АНАЛИТИЧНО РЕШЕНИЕ НА СТАЦИОНАРНОТО УРАВНЕНИЕ НА ТОПЛОВОДНОСТТА**

Разпределението на газовата температура определя характеристикните константи за взаимодействие на тежки частици, включващо зарядообмен, Пенингова йонизация, дифузия и др. Специално за лазерите с метални пари топлинният режим, както и радиалното разпределение на газовата температура, са от голямо значение за стабилността на лазерната генерация и за достигане на високи изходни характеристики, защото се контролира не само кинетиката на лазерните нива, т.е. създаването на инверсна населеност, но и концентрацията на

активните частици, т.е. частиците, на чиито преходи е получена лазерната генерация.

Една от важните характеристики на изследваните разрядни тръби е, че има две зони: първата така наречена разрядна зона с радиус  $R_1$ , в която се намира електричният разряд и втората така наречена зона без разряд в рамките на  $R_1 \leq r \leq R_2$ , в която няма въведена мощност. С цел да се получи разпределението на газовата температура се решава следното уравнение на топлопроводността:

$$\operatorname{div}.\left(k \operatorname{grad}T_g\right) + q_v = 0 \quad (1),$$

където  $k$  е коефициента на топлопроводност,  $T_g$  е газовата температура,  $q_v$  е вложената мощност в зоната с разряд за единица обем. Приемайки, че газовата температура се променя само в радиално направление, уравнение (1) приема следния вид:

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left( rk \frac{dT_g}{dr} \right) + q_v = 0 \quad (2),$$

Зависимостта на коефициента на топлопроводност  $k$  от газовете и от газовите смеси има следния вид [10 (80)]:

$$k = B \cdot T_g^a \quad (3),$$

където  $B$  и  $a$  са константи (в рамките на определени температурни граници), които са специфични за всеки газ или газова смес. Както и в [10 (80)], уравнение (2) е решено като се има в предвид, че:

$$\left. \frac{dT_g}{dr} \right|_{r=0} = 0, \quad T_g(R_1 - 0) = T_g(R_1 + 0) \quad \left. T_g \right|_{r=R_2} = T_w \quad \text{и}$$

$$k(R_1 - 0) \left. \frac{dT_g}{dr} \right|_{R_1-0} = k(R_1 + 0) \left. \frac{dT_g}{dr} \right|_{R_1+0} \quad (4),$$

където  $T_w$  е температурата на стените на кварцовата тръба, експериментално измерена от термодвойката и е оптимална за лазерната генерация.

За случая на постоянна входна мощност и като се вземат в предвид (3) и (4), решението на (2) има следния вид за зоната без разряд:

$$T_g(r) = \left( T_w^{1+a} + \frac{1+a}{2B} q_v R_1^2 \ln \frac{R_2}{r} \right)^{\frac{1}{1+a}} \quad (5),$$

а за зоната с разряд:

$$T_g(r) = \left( T_1^{1+a} + \frac{1+a}{4B} q_v (R_1^2 - r^2) \right)^{\frac{1}{1+a}} \quad (6),$$

където

$$T_1 = \left( T_w^{1+a} + \frac{1+a}{2B} q_v R_1^2 \ln \frac{R_2}{R_1} \right)^{\frac{1}{1+a}} \quad (7).$$

За изчисляване на характеристичните константи е удобно да се използва средната газова температура в разрядната зона като се осредни (9) по радиуса.

За първи път добре познатото уравнение (1) е решено за случая с една разрядна зона с радиус  $R_1$ , и три свободни от разряд зони, а именно керамична тръба с  $R_1 \leq r \leq R_2$ , зона с газова или термична изолация с радиус  $R_2 \leq r \leq R_3$ , и основната тръба направена от кварц с  $R_3 \leq r \leq R_4$ . Уравнение (1) е решено при следните гранични условия:

$$\left. \frac{dT_g}{dr} \right|_{r=0} = 0 \quad T_g(R_i - 0) = T_g(R_i + 0) \quad T_g \Big|_{r=R_4} = T_w \quad (8)$$

$$k(R_i - 0) \left. \frac{dT_g}{dr} \right|_{R_i-0} = k(R_i + 0) \left. \frac{dT_g}{dr} \right|_{R_i+0}$$

за  $i = 1, 2, 3$ , където  $T_w$  е температурата на стената на кварцовата тръба, експериментално измерена с термо двойка при оптимални условия за лазерна генерация.

В случая при еднородно въвеждане на мощността, решението на уравнение (2) придобива следния вид за зоната без разряд:

$$T_g(r) = \left( T_i^{1+a_i} + \frac{1+a_i}{2B_i} q_v R_1^2 \ln \frac{R_i}{r} \right)^{\frac{1}{1+a_i}} \quad (9)$$

за  $i = 2, 3, 4$  и за зоната с разряд:

$$T_g(r) = \left( T_1^{1+a_1} + \frac{1+a_1}{4B_1} q_v (R_1^2 - r^2) \right)^{\frac{1}{1+a_1}} \quad (10)$$

където

$$T_i = \left( T_{i+1}^{1+a_{i+1}} + \frac{1+a_{i+1}}{2B_{i+1}} q_v R_1^2 \ln \frac{R_{i+1}}{R_i} \right)^{\frac{1}{1+a_{i+1}}} \quad (11)$$

за  $i = 1, 2, 3$ .

### Коефициент на топлопроводност

Коефициентите  $B$  и  $a$ , които определят коефициента на топлопроводност, може да се получат чрез съществуващите експериментални данни взети от [11 (81)] и [12 (82)]. За съжаление с изключение на благородните газове данните в литературата за коефициента на топлопроводност на интересуващите ни химични

елементи са доста оскъдни или в тесен температурен диапазон, който не ни е от полза. Ето защо е необходимо да се изчисли коефициента на топлопроводност, за да се определи разпределението на газовата температура, чрез решаване на стационарното уравнение на топлопроводността. Има два широко използвани теоретични метода за определяне на коефициента на топлопроводност – приближенията на твърдите сфери (R Sph) и 12-6 Lennard-Jones (L-J), които отчитат различни взаимодействия между частиците. Коефициента на топлопроводност  $k_{R\ Sph}$  и  $k_{L-J}$  приближенията на R Sph и L-J са изразени, както следва [13 (90)]:

$$k_{R\ Sph} = 0.083264 \frac{T_g^{\frac{1}{2}}}{\mu^{\frac{1}{2}} \cdot d^2} \quad (12)$$

$$k_{L-J} = 0.083264 \frac{T_g^{\frac{1}{2}}}{\mu^{\frac{1}{2}} \cdot \sigma^2 \cdot \Omega_v \left( \frac{k_b T_g}{\varepsilon_0} \right)} \quad (13),$$

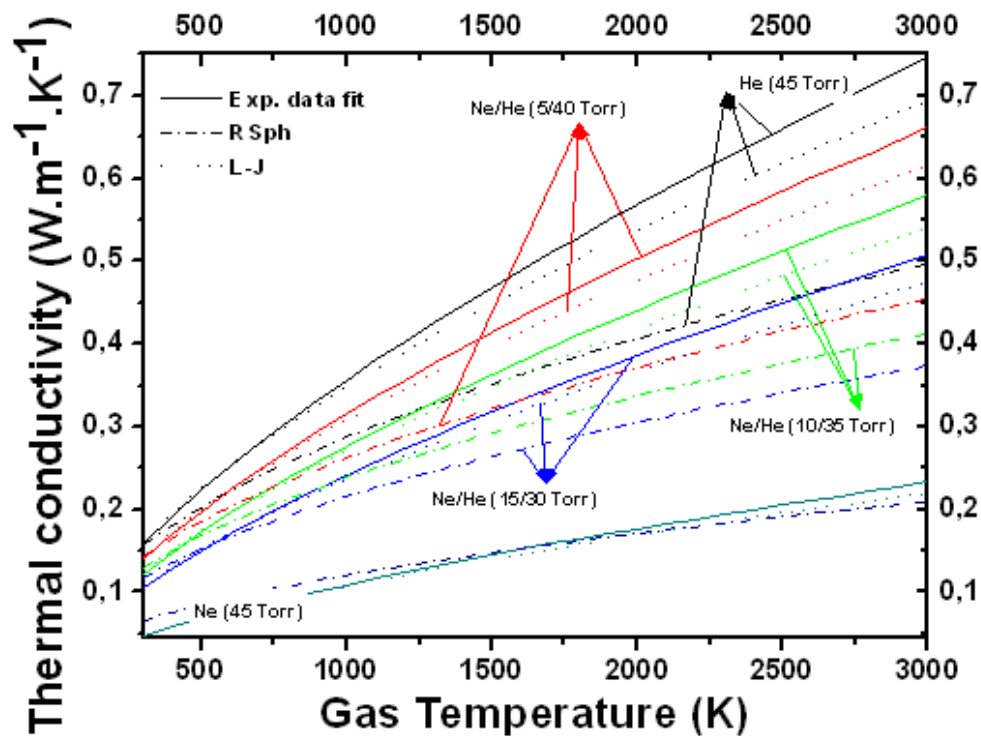
където  $\mu$  е масата на частиците в аму;  $T_g$  е газовата температура в К;  $d$  е диаметъра на R Sph (сумата от атомните радиуси на взаимодействащите си частици) в Å;  $\sigma$  е между атомното разстояние в Å, при които потенциалната енергия е нула;  $\varepsilon_0$  е дълбочината на потенциалната яма;  $\Omega_v$  е интеграл на взаимодействие, който зависи от потенциала на взаимодействие;  $k_b$  е константата на Болцман.  $\Omega_v$  за модела на R Sph е единица, докато за потенциала на L-J се използва следният израз [13 (90)]:

$$\frac{1}{\Omega_v} = 0.697 \left[ 1 + 0.323 \ln \left( \frac{k_b T_g}{\varepsilon_0} \right) \right] \quad (14).$$

Коефициентът на топлопроводност за бинарни смеси се изчислява на базата на емпиричния метод на Брокау [13 (90)] за случая на газ в разряд в He с малки примеси от Ne. Налягането на He, в тази работа е оптимално за достигането на максимални изходни характеристики на лазера, възбуден

в импулсен надлъжен наносекунден разряд от тези смеси, като добавянето на малко количество от неон е необходимо за допълнително загряване на керамичната тръба.

Коефициентът на топлопроводност е показан на Фиг. 3 като функция на газовата температура за чист хелий (45 Torr) и с малки добавки на неон (5, 10 и 15 Torr) към буферния газ хелий, като общото налягане на сместа от Ne и He е 45 Torr, като се има в предвид съществуващите приближения на експерименталните данни от [11, 12 (81, 82)] (тънката плътна линия), R Sph (линията с тире и точка) и L-J (линията само с точка).



Фиг.3. Коефициент на топлопроводност като функция на газовата температура за Ne и Ne – He смеси

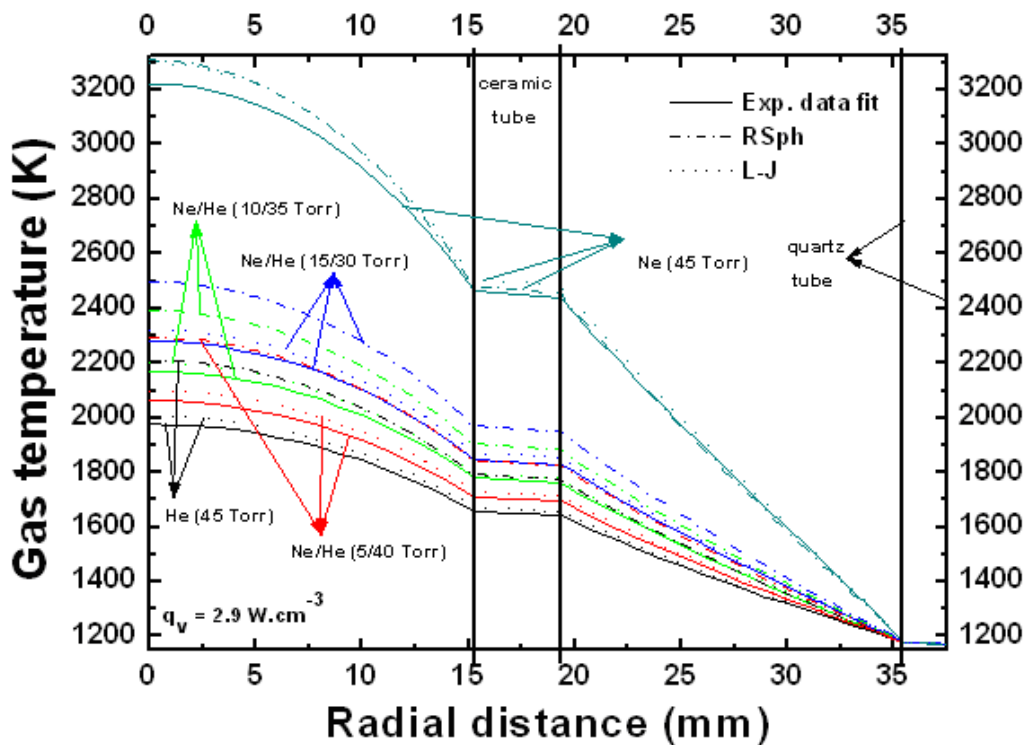
### Разпределение на газовата температура

С помощта на дадените на Фиг. 3 коефициенти на топлопроводност радиалното разпределение на газовата температура е представено на Фиг. 4 за газови разряди с еднородна входна мощност  $q_v = 2.9 \text{ W.cm}^{-3}$  в He и Ne – He смеси, като се пренебрегва излъчването на керамичната тръба върху



газовата температура, т.е. отчита се само процеса на топлопроводност.

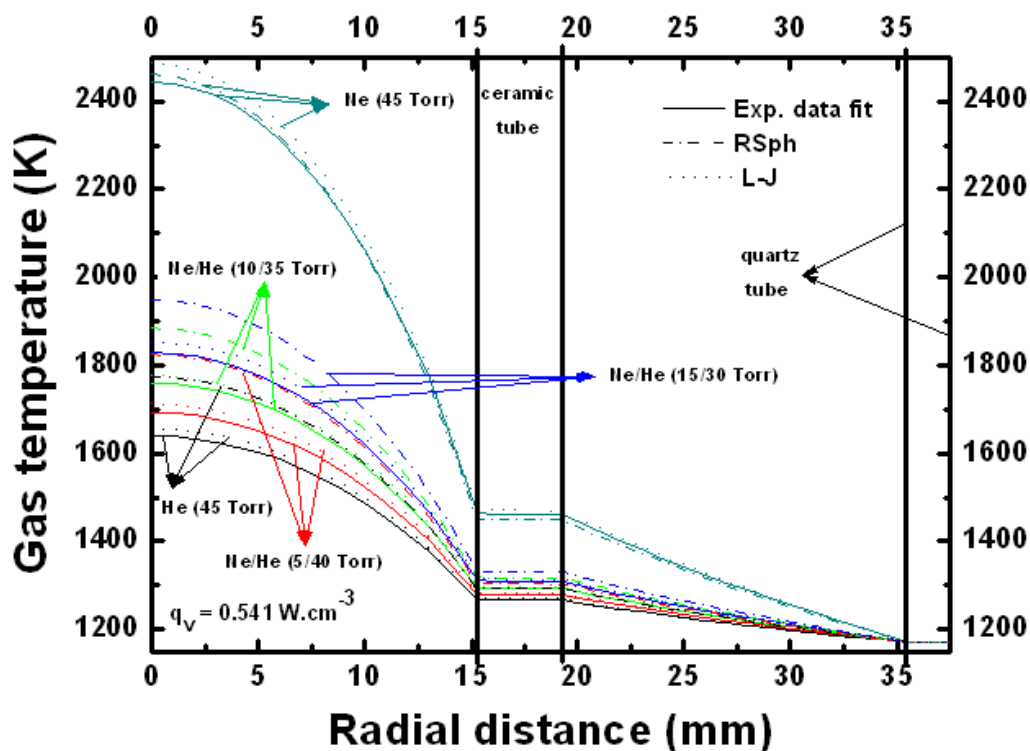
Като се има предвид факта, че общата средна електрическа енергия се разпределя както следва: 81.5 % за излъчването на керамичната тръба и 18.5 % за топлопроводността [14 (91)] т.е. въведената мощност  $q_v = 2.9 \text{ W.cm}^{-3}$ , се редуцира до  $q_v = 0.542 \text{ W.cm}^{-3}$  за зоните без разряд. На Фиг. 5 са показани радиалните разпределения на газовата температура за споменатите по-горе различни Ne-He смеси, като се отчита влиянието на излъчването на керамичната тръба върху разпределението на газовата температура. Както се вижда има съществена разлика между профилите на газовата температура представени на Фиг. 4 и 5.



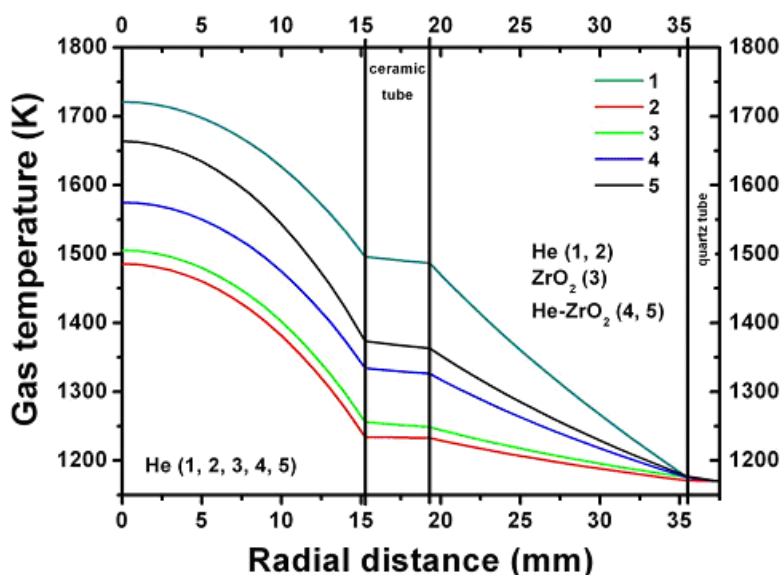
Фиг. 4. Радиално разпределение на газовата температура в He и Ne – He смеси, пренебрегвайки излъчването на керамичната тръба върху газовата температура.

На Фиг. 6 е направено сравнение между разпределението на газовата температура в двете конструкции на разрядната тръба в чист хелий, а именно без и с термична изолация в зоната без разряд. Тези случаи са: 1 и 2 са вече представените разпределения на Фиг. 4 и Фиг. 5 за газоразрядна тръба без термична изолация; 3 е случая, експериментално неизследван, с

напълно запълване с изолация; 4 и 5 са случаите, които са експериментално изследвани, с непълно запълване с изолация съответно за две различни средни входни мощности 2.1 kW и 2.6 kW. Както се вижда, случай 5 почти достига очакваната оптимална работна температура.



Фиг. 5. Радиално разпределение на газовата температура в He и Ne – He смеси, като се отчита влиянието на излъчването на керамичната тръба върху газовата температура.



Фиг. 6. Радиално разпределение на газовата температура за газов разряд в хелий при различни условия в зоната без разряд.

## ГЛАВА 4 – ЕКСПЕРИМЕНТАЛНО ОПРЕДЕЛЯНЕ НА СРЕДНАТА И ВРЕМЕЗАВИСЕЩАТА ЕЛЕКТРОННИ ТЕМПЕРАТУРИ

Друг основен параметър в газоразрядната плазма, освен газовата температура е електронната температура. Електронната температура определя сеченията и скоростните константи за еластичните и нееластичните взаимодействия на електроните с атомите и йоните на активните частици и буферния газ [15, 16 (12, 94)]. Чрез тези процеси електронната температура влияе директно върху механизма за създаване на инверсна населеност и изходните лазерни характеристики при атомните лазери с пари на метали и метални халогениди или индиректно при йонните лазери с пари на метали и метални халогениди чрез предаване на възбуждането със споменатите в предишната глава реакции между тежки частици. Определянето на електронната температура се използва в редица области като например лазерната физика, физиката на газовия разряд, плазмените технологии, газоразрядната мас-спектроскопия, абсорбционната и емисионната спектроскопия и във физиката на плазмата като цяло.

В случай на локално термодинамично равновесие (LTE) измерването на относителните интензивности на две линии, произхождащи от две различни горни нива  $i$  и  $j$  и завършващи обикновено, но не задължително на едно и също долно ниво е достатъчно за определянето на електронната температура. В този случай отношението на относителните интензивности се дава от [17, 18 (97, 98)]:

$$\frac{I_i}{I_j} = \frac{\lambda_j n_i A_i}{\lambda_i n_j A_j} \quad (15),$$

където  $\lambda_i$  и  $\lambda_j$  са дължините на вълните на изследваните преходи от нива  $i$  и  $j$ ;  $A_i$  и  $A_j$  са вероятностите за тези преходи т.е. стойностите на скоростните

константи за спонтанните радиационни преходи от нива  $i$  и  $j$ ;  $n_i$  и  $n_j$  са населеността на нива  $i$  и  $j$ . Електронната температура  $T_e$  може да се изчисли, използвайки съотношение на Болцман за равновесните населености на двете горни нива:

$$\frac{n_i}{n_j} = \frac{g_i}{g_j} e^{-\frac{E_i - E_j}{k_b T_e}} \quad (16),$$

където  $g_i$  и  $g_j$  са статистически тегла т.е. изроденост на нивата  $i$  и  $j$ ;  $E_i$  и  $E_j$  са енергиите на нивата  $i$  и  $j$ ;  $k_b$  е константата на Болцман. От (15) и (16) може лесно да се получи следният израз за  $T_e$ :

$$T_e = \frac{(E_j - E_i)}{k_b} \cdot \left[ \ln \left( \frac{I_i \lambda_i g_j A_j}{I_j \lambda_j g_i A_i} \right) \right]^{-1} \quad (17).$$

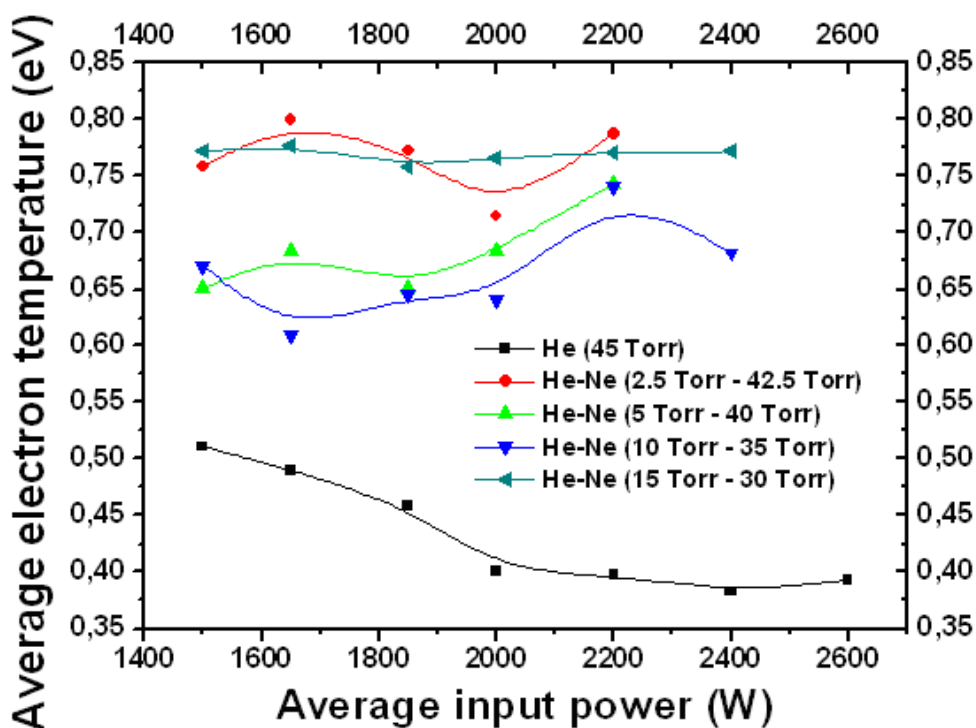
В Таблица II са данните, необходими за експерименталното определяне на средната електронна температура  $T_e$  за всеки преход на Ne и Ne. Трябва да се отбележи, че средна стойност на  $T_e$  означава независеща от времето т.е. осреднена по времето.

Добре известно е, че експерименталната грешка намалява с увеличаване на енергийната разлика  $E_i - E_j$ . Ето защо, за да се определи  $T_e$  с достатъчно добра точност, са направени комбинации между дължините на вълните с удебелен шрифт и всички останали. Така най-големите енергетични разлики са 2.401 eV и 1.325 eV съответно за Ne и Ne.

Средната електронна температура като функция от средната входна мощност е показана на Фиг. 7 за импулсен надлъжен наносекунден разряд в чист хелий (45 Torr) и с малки добавки от неон (2.5, 5, 10 и 15 Torr) към буферния газ хелий, като общото налягане на газовата смес от Ne и Ne е постоянно 45 Torr. Както се вижда, добавянето на малко количество неон води до увеличаване на средната електронна температура до стойности в интервала от 0.6 до 0.8 eV в сравнение с чист хелий.

**Таблица II:**  $\lambda$  – дължина на вълната, на която е измервана интензивността;  $A_i$  – вероятността за спонтанен излъчвателен преход;  $E_i$  – енергия на горното ниво;  $g_i$  – статистическо тегло на горното ниво.

атом	$\lambda$ (nm)	$A_i$ (s)	$E_i$ (eV)	$g_i$
Ne	352.047	$9.3 \times 10^6$	20.369	1
Ne	470.886	$4.2 \times 10^6$	21.014	3
Ne	534.109	$4.2 \times 10^6$	21.014	3
Ne	<b>540.056</b>	$9.0 \times 10^5$	18.966	1
Ne	<b>702.405</b>	$1.89 \times 10^6$	18.613	3
Ne	748.887	$3.49 \times 10^7$	20.037	5
Ne	753.577	$4.3 \times 10^7$	20.026	3
He	<b>402.619</b>	$3.25 \times 10^5$	24.043	3
		$2.93 \times 10^6$		5
		$1.17 \times 10^7$		7
He	587.562	$2.94 \times 10^7$	23.074	3
He	587.597	$3.92 \times 10^7$	23.074	3
He	706.519	$1.54 \times 10^7$	22.718	3
He	728.135	$1.81 \times 10^7$	22.920	1



Фиг. 7. Средната електронна температура като функция на средната входна мощност за импулсен надлъжен наносекунден разряд в чист хелий и Ne – He смеси.

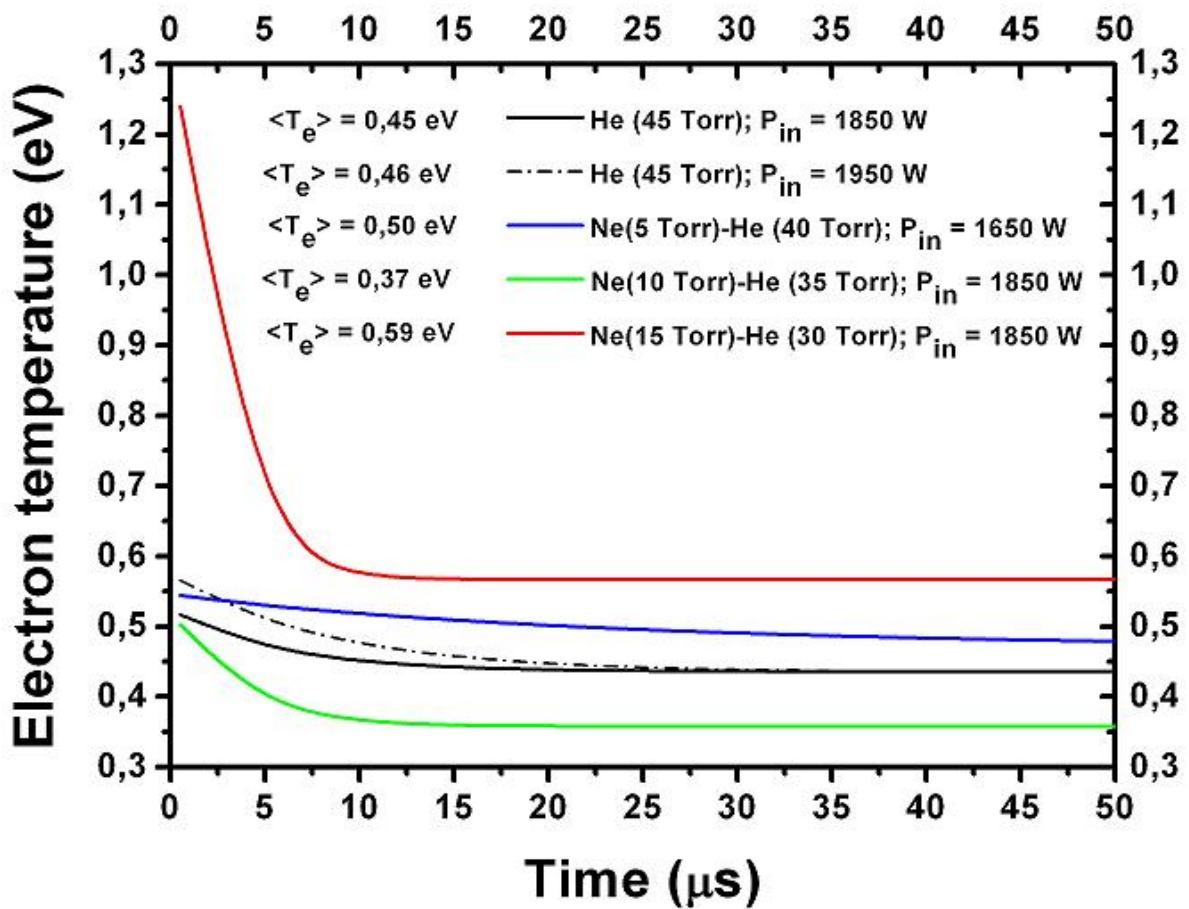
Зависимостта на средната електронна температура от налягането на неона притежава ясно изразен минимум при 10 Torr. В [18 (98)] е направено сравнение между средната  $T_e$  получена експериментално и на осреднената времева зависимост на  $T_e$ , получена чрез кинетичните модели в [19, 20 (92, 93)] за газов разряд в чист неон и хелий. Разликата е 0.01 eV и 0.02 eV съответно за чист Ne и He, която е в диапазона на експерименталната грешка от около 0.1 eV. Друго доказателство за валидността на определянето на  $T_e$  е, че получените резултати отговарят на условието за LTE [21 (99)]:

$$n_e \gg 1.6 \times 10^{18} \cdot (\Delta E)^3 \cdot \sqrt{T_e} \quad (18),$$

където  $n_e$  е електронната плътност в  $m^{-3}$ ;  $T_e$  е максималната електронна температура, експериментално определена в eV (0.80 eV) и  $\Delta E$  максималната енергия на излъчваните фотони в eV (3.522 eV). Както се вижда за нашият случай  $n_e \gg 6.3 \times 10^{19} m^{-3}$ , което се потвърждава от електронната плътност от около  $5.7 \times 10^{20} m^{-3}$ , изчислена чрез посочените по-горе кинетични модели [19, 20 (92, 93)].

При наносекундните импулсни надлъжни разряди се разглеждат два периода, а именно разряден период (неговата продължителност е от няколко десетки до няколко стотици наносекунди в зависимост от разрядните условия) и период на послесветене. За съжаление, спектралните изследвания чрез прибори, включващи фотоумножител, са неприложими не само в разрядния период поради шума от мощните електрически импулси и стръмното нарастване на импулсите на напрежението и тока от порядъка на  $TV \cdot s^{-1}$  и  $GA \cdot s^{-1}$ , но и в периода на ранното послесветене с продължителност също зависи от разрядните условия (до 0.5-2  $\mu s$ ) поради неизбежните вторични електрически импулси (наричани още импулси на звънене). При изучаваните разрядни условия времезависещата интензивност на спектралните линии са измервани от 2

$\mu\text{s}$  до  $50 \mu\text{s}$ . Времетова зависимост на електронната температура е показана на Фиг. 8 за импулсен надлъжен наносекунден разряд в чист хелий (45 Torr) и с малки добавки от неон (5, 10 и 15 Torr) към буферния газ хелий, като общото налягане на газова смес от Ne и He е постоянно 45 Torr. Средните стойности на електронната температура получени след усредняване по времето и средните входни мощности са също така дадени на Фиг. 8 за различните газови смеси.



Фиг. 8. Времетова зависимост на електронната температура в послесветенето на разряда.

## ГЛАВА 5 – ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящата дисертация е представено изследването на създадените две нови конструкции на лазерната тръба за мощен стронциев лазер с пари на стронциев дибромид.

Радиалното разпределение на газовата температура е аналитично получено чрез решаване на стационарното уравнение на топлопроводността за еднородна входна мощност, използвайки изчислените коефициенти на топлопроводност за Ne-Ne бинарни смеси на основата на приближенията на съществуващите експериментални данни, на 12-6 Lennard-Jones (L-J) и на твърдите сфери (R Sph) за междуатомните взаимодействия. Показано е, че отчитането на излъчването на керамичната тръба води до значително намаляване на газовата температура в активната зона. При експерименталното изследване на лазери с пари метали и метални халогениди е от голямо значение поддържането температурата на стената на тръбата, която не зависи от ъгловата и аксиалната координата, което оправдава предположението за едномерно разглеждане.

Средната и времезависещата електронни температури са определени чрез измерване на относителните интензивности на някои He и Ne спектрални линии в наносекунден импулсен надлъжен He-(Ne)-SrBr<sub>2</sub> разряд. Този метод е използван поради неприложимост на електрическите сондови измервания за наносекундните импулсни разряди, възбуждани с мощни електрически импулси. Друго основно предимство на емисионната спектроскопия е, че тя е дистанционен метод. Тази техника е широко използвана за налягания от 1 Torr до 1 atm.

Получените от нас теоретични и експериментални резултати лесно могат да бъдат използвани за други разряди, такива като разряд в кух катод и ВЧ разряд, както е демонстрирано в [22 (89)].



## ПРИНОСИ НА ДИСЕРТАЦИЯТА

1. Създадена е и е изследвана нова газоразрядна тръба за мощен стронциев атомен лазер, възбуждан с наносекунден импулсен надлъжен He-(Ne)-SrBr<sub>2</sub> разряд със значително увеличен активен обем.
2. Създадена е и е изследвана високо температурна разновидност на газоразрядната тръба с допълнителна термична изолация от циркониев диоксид на активната зона.
3. Теоретично е определено радиалното разпределение на газовата температура в наносекунден импулсен надлъжен He-(Ne)-SrBr<sub>2</sub> разряд за двете изследвани газоразрядни тръби, като за целта е получено аналитично решение на стационарното уравнение на топлопроводността при еднородно въвеждане на електрическата мощност в разряда. Също така са определени коефициентите на топлопроводност за буферния газ, представляващ бинарна газова смес от хелий и неон.
4. Експериментално е определена средната електронна температура в наносекунден импулсен надлъжен He-(Ne)-SrBr<sub>2</sub> разряд по метода на измерване на относителните интензивности на някои хелиеви и неоновы спектрални линии.
5. Експериментално е определена времевата зависимост на електронната температура в послесветенето на наносекунден импулсен надлъжен He-(Ne)-SrBr<sub>2</sub> разряд по метода на измерване на относителните интензивности на някои хелиеви и неоновы спектрални линии.

**Резултатите в дисертацията са отразени в следните  
публикации и доклади на научни форуми**

**Публикации**

1. Krassimir A. Temelkov, **Stefka I. Slaveeva**, Nikolay K. Vuchkov, “Analytical calculation of gas temperature and experimental determination of electron temperature in gas discharge in Ne-He mixtures”, IEEE Transactions on Plasma Science, **39(3)**, pp. 831-835, 2011. **IF = 1.174**.
2. K. A. Temelkov, **S. I. Slaveeva**, V. I. Kirilov, I. K. Kostadinov, N. K. Vuchkov, “High-power metal halide vapour lasers oscillating in deep ultraviolet, visible and middle infrared spectral ranges”, Physica Scripta, **149**, 014015, 3 pages, 2012. **IF = 1.204**.
3. **Stefka Slaveeva**, Krassimir Temelkov, Nikolay Vuchkov, “A study on plasma parameters of He and Ne-He nanosecond pulsed longitudinal discharge for high-temperature large-volume tube”, Comptes Rendus de l’Académie Bulgare des Sciences, **65(8)**, pp. 1043-1048, 2012. **IF = 0.210**.
4. K. A. Temelkov, **S. I. Slaveeva**, N. K. Vuchkov, L. Lyutov, N. V. Sabotinov, “Determination of Gas and Electron Temperatures for a Powerful MIR He-SrBr<sub>2</sub> Laser Excited in Nanosecond Pulsed Longitudinal Discharge”, in Proc. of SPIE, **7751**, 77510P, 8 pages, 2010. **IF = 0**.
5. K. A. Temelkov, **S. I. Slaveeva**, L. Lyutov, N. K. Vuchkov, “Influence of some gaseous additives on gas-discharge parameters and laser performance of a volume-scaled MIR He-SrBr<sub>2</sub> laser”, in Proc. of SPIE, **7747**, 77471M, 9 pages, 2011. **IF = 0**.
6. **S. I. Slaveeva**, K. A. Temelkov, N. K. Vuchkov, “Analytical calculation of gas temperature measurement of average and time-resolved electron temperature for gas discharge in binary gas mixtures of He and Ne”, [Journal of Physics: Conference Series](#), **356**, 012011, 4 pages, 2012. **IF = 0**.

## Участие на научни форуми

1. K. A. Temelkov, **S. I. Slaveeva**, N. K. Vuchkov, L. Lyutov, N. V. Sabotinov, “Determination of Gas and Electron Temperatures for a Powerful MIR He-SrBr<sub>2</sub> Laser Excited in Nanosecond Pulsed Longitudinal Discharge”, poster-report and in Abstracts of XVIII International Symposium on GFCL & HPL, pp. 17-18, Sofia, Bulgaria, 28 August – 03 September, 2010.
2. K. A. Temelkov, **S. I. Slaveeva**, L. Lyutov, N. K. Vuchkov, “INFLUENCE OF SOME GASEOUS ADDITIVES ON GAS-DISCHARGE PARAMETERS AND LASER PERFORMANCE OF A He-SrBr<sub>2</sub> LASER”, poster-report and in Abstracts of 16<sup>th</sup> International School on Quantum Electronics: Laser Physics and Applications, pp. 117-118, Nessebar, Bulgaria, 20 – 24 September, 2010.
3. K. A. Temelkov, **S.I. Slaveeva**, N. K. Vuchkov, Study on plasma parameters of a large-volume He-SrBr<sub>2</sub> laser excited in nanosecond pulsed longitudinal discharge, Труды Молодежной школы-конференции с международным участием „Лазеры и лазерные технологии” посвященной 50-летию создания первого в мире лазера, 22-27 ноября 2010 г., г. Томск, Россия.
4. K. A. Temelkov, **S. I. Slaveeva**, V. I. Kirilov, I. K. Kostadinov, N. K. Vuchkov, “High-power metal halide vapour lasers oscillating in deep ultraviolet, visible and middle infrared spectral ranges”, poster-report and in Abstracts of III International School and Conference on Photonics, Belgrade, Serbia, 29 August – 02 September, 2011.
5. **S. I. Slaveeva**, K. A. Temelkov, N. K. Vuchkov, “Analytical calculation of gas temperature measurement of average and time-resolved electron temperature for gas discharge in binary gas mixtures of He and Ne”, Oral presentation and in Abstracts of 17<sup>th</sup> International Summer School on VEIT, Sunny Beach, Bulgaria, 19 – 23 September, 2011.

6. **S. I. Slaveeva**, “ANALITICAL CALCULATION OF GAS TEMPERATURE AND MEASUREMENT OF AVERAGE AND TIME-RESOLVED ELECTRON TEMPERATURE FOR GAS DISCHARGE IN BINARY GAS MIXTURE OF He AND Ne”, oral presentation and in Abstracts of XIV Winter Seminar of PhD Students and Young Scientist, 09 – 11 December, Vitosha, Bulgaria, 2011.
7. **S. I. Slaveeva**, “DETERMINATION OF GAS-DISCHARGE PLASMA PARAMETERS OF HIGH-POWER STRONTIUM LASER EXCITED IN NANOSECOND PULSED LONGITUDINAL He-(Ne)-SrBr<sub>2</sub> DISCHARGE”, oral presentation and in Abstracts of XV Winter Seminar of PhD Students and Young Scientist, 07 – 09 December, Vitosha, Bulgaria, 2012.

## ЛИТЕРАТУРА

- [1] Peavy, G. M., Reinisch, L., Rayne, G. T. and Venugopalan, V., “Comparison of cortical bone ablations by using infrared laser wavelength 2.9 to 9.2  $\mu\text{m}$ ,” *Laser in Surgery & Medicine* 25, 421-434, (1999).
- [2] Aurhammer, J. M., Walker, R., van der Meer, A. F. G. and Jean, B., “Dynamic behavior of photoablation products of corneal tissue in the mid-IR: a study with FELIX,” *Applied Physics B: Lasers and Optics* 68, 111-119 (1999).
- [3] A. V. Platonov, A. N. Soldatov, and A. G. Filonov, “Pulsed Strontium Vapor Laser,” *Sov. J. Quantum Electronics* 8, 120-121 (1978).
- [4] C. W. McLucas and A. I. McIntosh, “Discharge heated longitudinal  $\text{Sr}^+$  recombination laser,” *J. Phys. D: Appl. Phys.* 19, 1189-1195 (1986).
- [5] B. L. Pan, Z. X. Yao, and G. Chen, “A Discharge –Excited  $\text{SrBr}_2$  Vapour Laser,” *Chin. Phys. Lett.* 19(7), 941-943 (2002).
- [6] K. A. Temelkov, N. K. Vuchkov, B. L. Pan, N. V. Sabotinov, B. Ivanov, L. Lyutov, “Strontium atom laser excited by nanosecond pulsed longitudinal He- $\text{SrBr}_2$  discharge,” *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 39, pp. 3769-3772, Aug. 2006.
- [7] K. A. Temelkov, N. K. Vuchkov, B. Mao, E. P. Atanassov, L. Lyutov, and N. V. Sabotinov, “High-Power Sr Atom Laser Excited in Nanosecond Pulsed Longitudinal He- $\text{SrBr}_2$  Discharge,” *IEEE J. Quantum Electronics*, vol. 45, no. 3, pp. 278-281, 2009.
- [8] A. N. Soldatov, A. G. Filonov, A. S. Shumeiko, A. E. Kirilov, B. Ivanov, R. Haglund, M. Mendenhall, B. Gabella, and I. Kostadinov, “A Sealed-Off Strontium Vapor Laser,” in *Proc. of SPIE* 5483, 252-261 (2004).
- [9] Vuchkov, N. K., Astadjov, D. N. and Sabotinov, N. V., “Influence of the excitation circuits on the CuBr laser performance,” *IEEE J. Quantum Electronics* 30(3), 750-758 (1994).

- [10] Astadjov, D. N., Vuchkov, N. K. and Sabotinov, N. V., "Parametric study of the CuBr laser with Hydrogen additives," *IEEE J. Quantum Electronics* 24(9), 1927-1935 (1988).
- [11] Handbook, Tables of physical constants, ed I K Kikoin, Atomizdat, Moscow, 206-207, 1976. Handbook, Tables of physical constants, ed I S Grigoryev and E Z Meylihov, Energoatomizdat, Moscow, 340-344, 1991.
- [12] Handbook, Tables of physical constants, ed I K Kikoin, Atomizdat, Moscow, 206-207, 1976. Handbook, Tables of physical constants, ed I S Grigoryev and E Z Meylihov, Energoatomizdat, Moscow, 788-789, 1991.
- [13] R. C. Reid and T. K. Sherwood *The properties of gases and liquids*, New York: McGraw-Hill Book Company, 1966, pp. 492-525.
- [14] I. P. Iliev, S. G. Gocheva-Ilieva, K. A. Temelkov, N. K. Vuchkov and N. V. Sabotinov, "Analytical model of temperature profile of a He-SrBr<sub>2</sub> laser," *J. Optoelectronics and Advanced Materials*, vol. 11, pp. 1735-1742, 2009.
- [15] Иванов И.Г., Латуш Е. Л. и Сем М. Ф. "Ионные лазеры на парах металлов" Энеркоатомиздат, Москва. 1990.
- [16] Y. P. Raizer *Gas Discharge Physics*, Berlin: Springer-Verlag, 1991.
- [17] *Plasma diagnostics*, ed. W. Lochte-Holtgreven, North-Holland Publishing Company, Amsterdam, 1968, pp. 140-144.
- [18] K. A. Temelkov, N. K. Vuchkov, I. Freijo-Martin, R. P. Ekov, "Theoretical and experimental determination of gas and electron temperatures for gas discharges in Ne and He mixtures with copper, bromine, hydrogen and strontium," *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 43, 075206, 8 pages, 2010.
- [19] R. J. Carman, "A Self-Consistent Model for a Longitudinal Discharge excited He-Sr Recombination Laser," *IEEE J. Quantum Electronics*, vol. 26, no. 9, pp. 1588-1608, 1990.
- [20] R. J. Carman, J. W. Brown, and J. A. Piper, "A Self-Consistent Model for the Discharge Kinetics in a High-Repetition-Rate Copper-Vapor Laser," *IEEE J. Quantum Electronics*, vol. 30, no. 8, pp. 1876-1894, 1994.

- [21] G. V. Malcheva, “Radiative constant of excited atom and ion states of elements from IB and IIB group,” PhD thesis, Institute of Solid State Physics, Bulgarian Academy of Sciences, Sofia, Bulgaria, 2005.
- [22] K. A. Temelkov, N. K. Vuchkov, R. P. Ekov, and N V Sabotinov, “Determination of characteristic constants for some basic processes in plasma – diffusion, Penning ionization, asymmetric charge transfer,” *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 41, 105203, 2008.