

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
КУРГАНСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
Кафедра «Общая физика»

Кафедра «Общая физика»

Дисциплина: Физика

Составили: доцент, кандидат физ.-мат.наук Новгородова Т.Н.;
доцент, кандидат физ.-мат.наук Солодовников В.М.

**ИЗУЧЕНИЕ РАБОТЫ ОПТИЧЕСКОГО
КВАНТОВОГО ГЕНЕРАТОРА**

Утверждены на заседании кафедры « 2 » июля _____ 2004г.

Рекомендованы методическим советом университета
« » _____ 2004 г.

Методические указания

к выполнению лабораторной работы № **44**
для студентов направлений 650900, 651400,
653200, 653300, 653400, 653800, 654600,
655800, 656500, 657800, 657900,
специальностей 030500, 100400, 120500,
150100, 150200, 150300, 230100, 240400,
072000, 220400, 170600, 120100, 120200,
210200.

Курган 2004

Цель работы - определение основных характеристик излучения гелий-неонового лазера.

Приборы и принадлежности: оптический квантовый генератор (лазер), дифракционная решетка, поляроид, фотоприемник, микроамперметр, линейка.

1 Теоретическое введение

В начале 60-х годов XX в. были созданы принципиально новые источники электромагнитного излучения - *оптические квантовые генераторы* (ОКГ). Их работа основывается на использовании эффекта усиления электромагнитных волн (ЭМВ) за счет вынужденного излучения атомов. ОКГ, работающие в видимом диапазоне, получили название *лазеров*.

Отличия лазеров от традиционных источников света:

- а) когерентность электромагнитных волн, зарождающихся в различных частях оптического квантового генератора, удаленных друг от друга на макроскопические расстояния;
- б) способность к концентрации энергии – во времени, в спектре, в пространстве и по направлениям распространения;
- в) высокая степень монохроматичности излучения.

1.1 Физические основы работы оптического квантового генератора

Взаимодействие электромагнитного излучения с атомами вещества обычно сопровождается изменением интенсивности волны, обусловленным тремя процессами: поглощением, спонтанным излучением и вынужденным излучением света.

Рассмотрим некоторую среду, атомы которой могут находиться в различных энергетических состояниях, характеризуемых энергиями E_i , где $i=1,2,3,\dots$ - номер энергетического уровня (он совпадает с главным квантовым числом). Среднее число атомов в единице объема, обладающих энергией E_i , называется *заселенностью i -того энергетического уровня* и обозначается N_i .

Пусть в какой-то модельной среде атомы могут находиться только в двух состояниях с энергиями E_1 и E_2 , причем $E_2 > E_1$. Этим состояниям соответствуют заселенности N_1 и N_2 .

1.1.1 Резонансное поглощение

При прохождении через рассматриваемое вещество электромагнитной волны с частотой $\nu = (E_2 - E_1)/h$, где h – постоянная Планка, существует конечная (не равная нулю) вероятность того, что атом, находящийся в состоянии E_1 , перейдет в возбужденное состояние с энергией E_2 . Необходимая для этого перехода энергия, равная $E_2 - E_1 = h\nu$, передается атому падающей волной.

С квантовой точки зрения световые волны представляют собой поток фотонов, поглощение которых атомами вещества и приводит к изменению интенсивности потока (волны). Так как энергия каждого поглощенного фотона равна $h\nu$, то мощность $Q_{12}^{\text{погл}}$, поглощаемая в единице объема вещества, будет пропорциональна заселенности исходного состояния N_1 , спектральной плотности излучения ρ ¹⁾ и энергии $h\nu$ поглощаемых фотонов:

$$Q_{12}^{\text{погл}} = V_{12} \cdot N_1 \cdot \rho \cdot h\nu. \quad (1)$$

Коэффициент пропорциональности V_{12} носит название *коэффициента Эйнштейна для поглощения*. Коэффициент V_{12} является характеристикой данного перехода, зависящей только от свойств атома, но не от внешних условий.

Отношение $Q_{12}^{\text{погл}}/h\nu$ показывает число переходов $1 \rightarrow 2$, совершающихся в единице объема вещества за единицу времени и сопровождающихся поглощением фотонов с энергией $h\nu$. Используя уравнение (1), можно записать:

$$\frac{Q_{12}^{\text{погл}}}{h\nu} = -\frac{dN_1}{dt} = W_{12} \cdot N_1, \quad (2)$$

¹⁾ **Спектральная плотность излучения** – это доля плотности энергии излучения, приходящаяся на интервал частот $d\nu$.

где $W_{12} = B_{12} \cdot \rho$ определяет число указанных переходов в единицу времени в расчете на один атом. Поэтому величину W_{12} часто называют *скоростью* или *вероятностью поглощения* излучения.

1.1.2 Спонтанное излучение

Атомы, находящиеся в возбужденном состоянии с энергией E_2 , с течением времени (даже при отсутствии каких-либо внешних воздействий) самопроизвольно перейдут в состояние с меньшей энергией E_1 , испустив при этом фотон с энергией $h\nu$. Такой процесс называется *спонтанным излучением* света.

Мощность спонтанного излучения единицы объема вещества $Q_{21}^{\text{спонт}}$ будет пропорциональна заселенности верхнего уровня N_2 и энергии испускаемого фотона:

$$Q_{21}^{\text{спонт}} = A_{21} \cdot N_2 \cdot h\nu. \quad (3)$$

Коэффициент A_{12} является характеристикой рассматриваемого перехода и называется *коэффициентом Эйнштейна для спонтанного излучения*. Величина

$$\frac{Q_{21}^{\text{спонт}}}{h\nu} = -\frac{dN_2}{dt} = A_{21} \cdot N_2 \quad (4)$$

есть, очевидно, число переходов $2 \rightarrow 1$, происходящих в единичном объеме в единицу времени в результате спонтанного испускания фотонов. Следовательно, можно сказать, что A_{21} представляет собой число спонтанных переходов в единицу времени в расчете на один атом в верхнем для данного перехода энергетическом состоянии. Поэтому A_{21} называют *скоростью* или *вероятностью спонтанного перехода* $2 \rightarrow 1$.

1.1.3 Вынужденное излучение

Вынужденным или *индуцированным излучением* называется излучение фотонов с частотой ν при переходе атомов с уровня E_2 на уровень с энергией E_1 под действием падающей электромагнитной волны (потока фотонов). Мощность, излучаемая в результате вынужден-

ных переходов, и их число в единице объема за единицу времени записываются аналогично уравнениям (1) и (2):

$$Q_{21}^{\text{вын}} = B_{21} \cdot N_2 \cdot \rho \cdot h\nu, \quad (5)$$

$$\frac{Q_{21}^{\text{вын}}}{h\nu} = -\frac{dN_2}{dt} = W_{21} \cdot N_2, \quad (6)$$

где $W_{21} = B_{21} \cdot \rho$ - вероятность вынужденного перехода $2 \rightarrow 1$. Величина B_{21} называется *коэффициентом Эйнштейна для вынужденного излучения*.

Излучение, возникающее в результате вынужденного перехода, полностью когерентно с падающей волной, т.е. имеет ту же частоту и фазу, что и падающая волна. Кроме того, вынужденное излучение имеет одинаковые с падающей волной поляризацию и направление распространения.

Схематически описанные процессы излучения и поглощения света в двухуровневой квантовой системе представлены на рисунке 1.

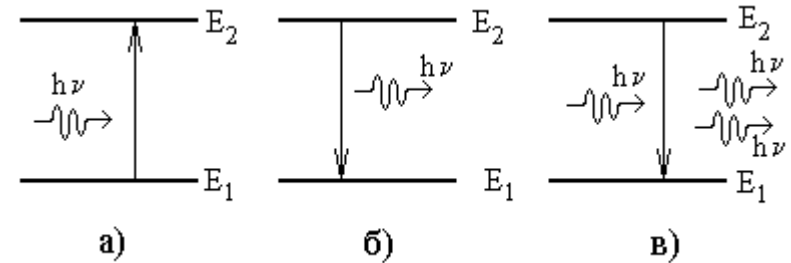


Рисунок 1 - Процессы поглощения (а), спонтанного излучения (б) и вынужденного излучения (в) в двухуровневой квантовой системе

Коэффициенты Эйнштейна A_{21} , B_{21} и B_{12} не являются независимыми. В условиях термодинамического равновесия системы мощность излучения, поглощаемая при переходах $1 \rightarrow 2$, должна равняться мощности, излучаемой при обратных вынужденных и спонтанных переходах. То есть должно выполняться равенство:

$$Q_{12}^{\text{погл}} = Q_{21}^{\text{спонт}} + Q_{21}^{\text{вын}}.$$

Последнее уравнение приводит к следующим соотношениям:

$$B_{12} = B_{21} \quad ; \quad A_{21} = \frac{4hv^3}{c^3} \cdot B_{21}.$$

1.1.4 Изменение интенсивности света при прохождении через вещество

Опыт показывает, что при прохождении через вещество интенсивность света (т.е. среднее по времени значение энергии, переносимой волной в единицу времени через единичную площадку, перпендикулярную направлению распространения волны) уменьшается по экспоненциальному закону:

$$I = I_0 \cdot e^{-\alpha \cdot \ell}, \quad (7)$$

где I_0 – интенсивность света на входе в поглощающий слой, ℓ – толщина слоя, α – коэффициент поглощения, зависящий от длины волны (или частоты) света и рода вещества. Соотношение (7) носит название закона Бугера.

Рассмотрим закон Бугера с квантовой точки зрения.

Пусть на вещество падает поток фотонов, имеющих равную энергию и приблизительно одинаковые направления распространения (параллельный пучок монохроматических лучей).

Выделим в среде слой толщиной dx , ориентированный перпендикулярно падающему потоку. В результате поглощения фотонов произойдет уменьшение интенсивности волны на величину $dI_1 = Q_{12}^{\text{погл}} \cdot dx$. Используя уравнение (1), можно записать:

$$dI_1 = \frac{1}{c} B_{12} \cdot N_1 \cdot I \cdot hv \cdot dx.$$

В результате обратных переходов вынужденное излучение увеличит интенсивность (в этом же слое) на величину

$$dI_2 = Q_{21}^{\text{вын}} \cdot dx = \frac{1}{c} B_{21} \cdot N_2 \cdot I \cdot hv \cdot dx.$$

Таким образом, суммарное увеличение интенсивности волны после прохождения слоя толщиной dx равно:

$$dI = dI_2 - dI_1 = -\frac{hv}{c} \cdot B_{12} \cdot (N_1 - N_2) \cdot I \cdot dx. \quad (8)$$

Разделив переменные и проинтегрировав в пределах от нуля до ℓ , получим: $I = I_0 \cdot e^{-\alpha(v) \cdot \ell}$, т.е. закон Бугера. Здесь $\alpha(v)$ – коэффициент поглощения, равный:

$$\alpha(v) = \frac{hv}{c} \cdot B_{12} \cdot (N_1 - N_2). \quad (9)$$

В случае термодинамического равновесия распределение атомов по различным энергетическим состояниям определяется законом Больцмана:

$$N_i = C \cdot e^{-E_i/kT}, \quad (10)$$

где N_i – число атомов, находящихся при температуре T в состоянии с энергией E_i .

Из формулы (10) следует, что с увеличением энергии состояния заселенность уровня уменьшается. Таким образом, в условиях термодинамического равновесия $N_1 > N_2$ и, следовательно, $\alpha > 0$. При этом происходит уменьшение интенсивности волны по закону Бугера.

Однако, если в среде создать условие $N_2 > N_1$, то в этом случае α станет меньше нуля, что приведет к усилению средой проходящей волны. Такая среда называется средой с *инверсной заселенностью*, или активной средой. Распространив формально на этот случай распределение (10), мы получим для температуры отрицательное значение. Поэтому состояния с инверсной заселенностью часто называют состояниями с отрицательной температурой.

Такие состояния не могут возникать в веществе сами по себе. Для создания инверсной заселенности необходим внешний источник энергии. Процесс, в результате которого среда переходит в состояние с инверсной заселенностью, называется «накачкой».

1.2 Гелий – неоновый оптический квантовый генератор

Принципиальная схема гелий-неонового лазера приведена на рисунке 2. Активная среда – смесь гелия и неона - заключена в газоразрядной стеклянной трубке **1**. Торцы трубки замкнуты плоскопараллельными стеклянными или кварцевыми пластинками, ориентированными под углом Брюстера к оси трубки. Для излучения, распространяющегося вдоль оси трубки и поляризованного в плоскости падения света на пластинки, коэффициент отражения от них равен нулю. Таким образом, торцевые пластинки позволяют повысить степень поляризации выходящего пучка. Давление гелия в трубке примерно равно 1 мм рт.ст., давление неона – 0,01 мм рт.ст. В трубку впаяны катод **2** и цилиндрический пустотельный анод **3**. Между катодом и анодом поддерживается разность потенциалов около 2 кВ. Газоразрядная трубка помещена между зеркалами **4** и **5**. Пропускание одного зеркала обычно около 2%, другого - менее 1%.

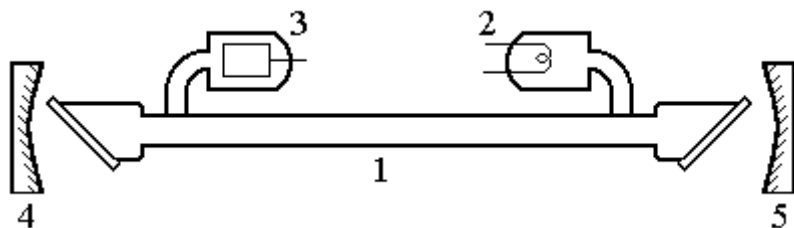


Рисунок 2 - Принципиальная схема гелий – неонового лазера

Зеркала **4** и **5** играют роль оптического резонатора. Очевидно, что чем больше путь, пройденный волной в активной среде, тем больше будет усиление волны. Волны, распространяющиеся под большими углами к оси резонатора, усиливаются незначительно и покидают активную среду через боковые поверхности трубки. Напротив, волна, излученная вдоль оси резонатора, после отражения от зеркала вновь пройдет через активную среду и ее амплитуда еще увеличится. В результате многократных отражений от зеркал энергия волны в резонаторе нарастает. Однако роль резонатора в работе лазера не исчерпывается повышением энергии волны в активной среде. Зеркальный резонатор создает положительную обратную связь между полем излучения и источни-

ком его энергии – активной средой.

Система зеркал обладает резонансными свойствами, и поле в ней может возбуждаться только на определенных резонансных (собственных) частотах ν_p или вблизи них в малом интервале $\Delta\nu_p$, называемом полосой пропускания резонатора. Наиболее благоприятные условия для генерации возникают, когда собственная частота резонатора совпадает с частотой индуцированного излучения. В этом случае при заданной мощности накачки лазер излучает наибольшую мощность.

Рассмотрим процессы накачки и генерации излучения в гелий – неоновом лазере.

На рисунке 3 приведены упрощенные схемы уровней энергии атома неона (справа) и атома гелия (слева). Генерация лазерного излучения с длиной волны λ_1 осуществляется при переходе атомов неона из состояния $3S$ в состояние $2P$ (уровни E_3 и E_1 на рисунке 3). В результате столкновений с электронами газоразрядной плазмы небольшая часть атомов **неона** возбуждается, что отмечено на рисунке 3 вертикальными пунктирными стрелками.

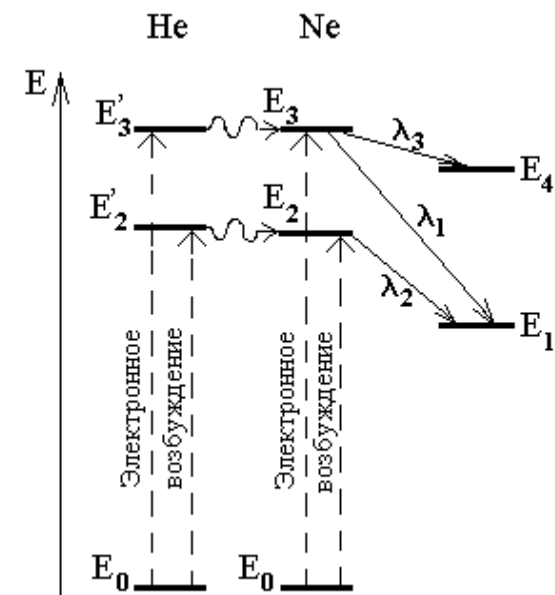


Рисунок 3 - Энергетические уровни атомов гелия и неона.

Создать инверсную заселенность уровней E_3 и E_1 , помогает добавка гелия. (Отметим, что этому процессу сопутствует создание инверсной заселенности уровней E_2 и E_1 .) Гелий обладает двумя долгоживущими (метастабильными) состояниями E'_3 и E'_2 (рисунок 3). Эти состояния возбуждаются при столкновениях с электронами. Длительность их существования достаточно большая, значит, концентрация метастабильных атомов гелия в разряде будет велика. Энергии E'_3 и E'_2 метастабильных состояний гелия близки к энергиям E_3 и E_2 неона, что благоприятно для передачи энергии возбуждения от гелия к неону при их столкновениях. Эти процессы обозначены на рисунке 3 волнистыми стрелками. В результате концентрация атомов неона, обладающих энергиями E_3 и E_2 , резко увеличивается, то есть возникает инверсная заселенность уровней E_3 и E_1 , а также уровней E_2 и E_1 .

Инверсная заселенность уровней E_3 и E_1 приводит к переходу электронов с уровня E_3 на уровень E_1 . Этот переход отвечает за излучение длиной волны λ_1 и называется *рабочим переходом*.

Кроме рассмотренного рабочего перехода в излучении гелий – неоновый лазер присутствуют еще две линии, длины волн которых лежат в инфракрасной области. Это излучение с $\lambda_2 = 1152$ нм, возникающее при переходе $E_2 \rightarrow E_1$, и $\lambda_3 = 3390$ нм при переходе $E_3 \rightarrow E_4$ (небольшая инверсная заселенность этих уровней тоже возникает в процессе накачки).

1.3 Основные характеристики лазерного излучения

К основным характеристикам лазерного излучения относят следующие:

- длина волны излучения,
- мощность излучения,
- степень пространственной когерентности,
- направленность излучения, которая характеризуется телесным углом, в котором сосредоточена основная мощность излучаемой энергии. Количественной оценкой направленности служит

угол расходимости пучка. Минимально возможное его значение, обусловленное только дифракцией, определяется выражением:

$$\theta = \lambda/D, \quad (11)$$

где λ - длина волны излучения лазера, D – диаметр его выходного отверстия.

Количественной характеристикой поляризованности излучения лазера служит степень поляризации, определяемая соотношением:

$$P = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}, \quad (12)$$

где I_{\max} и I_{\min} – наибольшее и наименьшее значения интенсивности, соответствующие взаимно перпендикулярным плоскостям поляризации.

2 Экспериментальная часть

Задание 1. Определение разности энергий уровней рабочего перехода гелий-неоновый лазер

Разность энергий рабочих уровней гелий-неоновый лазер связана с длиной волны излучения λ соотношением:

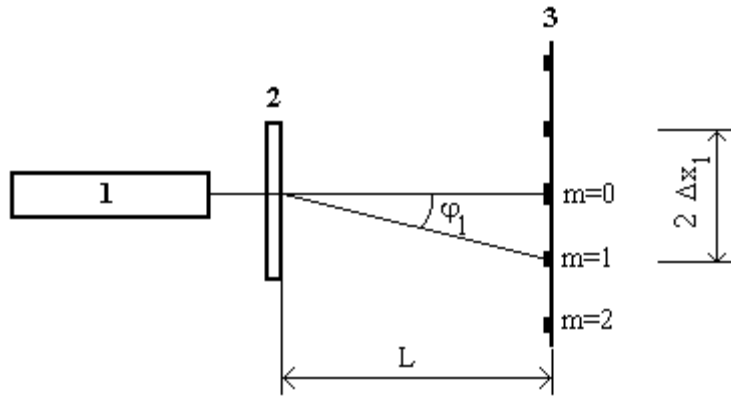
$$\Delta E = \frac{h \cdot c}{\lambda}. \quad (13)$$

В данной работе длина волны λ определяется с использованием условия максимумов при дифракции на дифракционной решетке: $d \cdot \sin \varphi = m \cdot \lambda$, где d – период решетки, m – номер максимума, L – расстояние от решетки до экрана.

Схема установки приведена на рисунке 4.

При небольших углах дифракции $\sin \varphi \approx \Delta x/L$ (Δx - определяет положение соответствующего дифракционного максимума относительно центрального), следовательно

$$\lambda = \frac{d \cdot \Delta x}{m \cdot L} \quad (14)$$



1 - лазер, 2 - дифракционная решетка, 3 - экран.

Рисунок 4 - Схема установки для определения λ .

1. Включите лазер.
2. Установите дифракционную решетку на расстоянии 1 м от экрана.
3. С помощью линейки последовательно измерьте расстояния $2 \Delta x$ между дифракционными максимумами первого, второго и третьего порядков. Результаты занесите в таблицу.

m	$2 \Delta x$, м	Δx , м	λ , м	$\langle \lambda \rangle$, м
1				
2				
3				

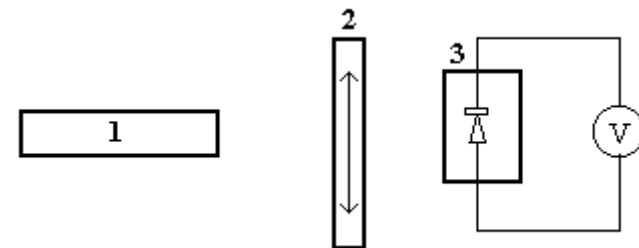
4. Рассчитайте длину волны излучения лазера по формуле (14).
5. Используя среднее значение длины волны, определите разность энергетических уровней рабочего перехода по формуле (13).
6. Оцените погрешность измерения разности энергетических уровней.

Задание 2. Определение расходимости лазерного пучка

1. Измерьте диаметр d пятна от луча лазера на экране и расстояние от выходного отверстия лазера до экрана L .
2. Определите угол расходимости лазерного луча по формуле: $\theta = (d - D)/2L$, где D - диаметр выходящего пучка, равный 2 мм.
3. Полученное значение сравните с результатом, рассчитанным по формуле (11).

Задание 3. Определение степени поляризации лазерного излучения

1. Установите на пути лазерного пучка поляризатор и приемник излучения в соответствии со схемой рисунка 5.
2. Вращая поляризатор, измерьте максимальное и минимальное значение напряжения, регистрируемое прибором. Опыт проведите не менее трех раз.
3. Считая величину интенсивности света пропорциональной величине напряжения, рассчитайте степень поляризации по формуле (12).



1 – ОКГ, 2 – поляризатор, 3 - фотоприемник.

Рисунок 5 - Схема установки для определения степени поляризации лазерного излучения:

Контрольные вопросы

- 1 В чем заключаются процессы поглощения, спонтанного и вынужденного излучений света с квантовой точки зрения?
- 2 Чем определяются скорости этих процессов?
- 3 Как изменяется интенсивность света при прохождении через вещество?
- 4 Почему состояния с инверсной заселенностью называют состояниями с отрицательной температурой?
- 5 Устройство и принцип действия оптического квантового генератора.
- 6 Поясните процессы накачки и генерации излучения в гелий – неоновом лазере, используя схему энергетических уровней.
- 7 Приведите примеры применения лазеров в науке и технике.

Список литературы

- 1 Трофимова Т.И. Курс физики. М.: Высшая школа, 2001.
- 2 Савельев И.В. Курс общей физики. Т.3.М.: Наука, 1987.
- 3 Ландсберг Г.С. Оптика. М.: Наука, 1976.
- 4 Киселев Д.Ф. и др. Лазеры в общем физическом практикуме. М.: Изд-во Московского университета, 1981.

Татьяна Назаровна Новгородова
Вячеслав Михайлович Солодовников

ИЗУЧЕНИЕ РАБОТЫ ОПТИЧЕСКОГО КВАНТОВОГО ГЕНЕРАТОРА

Методические указания

к выполнению лабораторной работы № **44**
для студентов направлений 650900, 651400,
653200, 653300, 653400, 653800, 654600,
655800, 656500, 657800, 657900,
специальностей 030500, 100400, 120500,
150100, 150200, 150300, 230100, 240400,
072000, 220400, 170600, 120100, 120200,
210200.

Редактор Т.В. Тимофеева

Подписано к печати	Бумага тип №1	
Формат 60x84 1/16	Усл.п.л.1,0	Уч.изд.л.1,0
Заказ	Тираж 300	Цена свободная

Издательство Курганского государственного университета.
640669, г. Курган, ул. Гоголя, 25.
Курганский государственный университет, ризограф.