

16. Савичев В. В. К расчету скорости уноса массы диэлектрика в импульсном разряде // Вопросы физики низкотемпературной плазмы.— Минск: Наука и техника, 1970.
17. Лесков Л. В., Мухоян М. З., Савичев В. В. Исследование импульсного электромагнитного источника эрозионной плазмы // Там же.
18. Владимиров В. В., Дивнов И. И., Камруков А. С. и др. Магнитоплазменный компрессор с взрывомагнитным генератором энергии // ЖТФ.— 1980.— Т. 50, № 7.
19. Брушлинский К. В., Морозов А. И. Расчет двумерных течений плазмы в каналах // Вопросы теории плазмы.— М.: Атомиздат, 1974.— Вып. 8.
20. Ананин С. И., Лешней Т. А. Численное моделирование динамики компрессионных плазменных потоков методом крупных частиц // ДАН БССР.— 1983.— Т. 27, № 8.
21. Камруков А. С., Козлов Н. П., Протасов Ю. С., Чувашев С. Н. Оптические и термодинамические свойства фторуглеродной плазмы // ТВТ.— 1986.— Т. 24, № 1.
22. Камруков А. С., Козлов Н. П., Протасов Ю. С., Чувашев С. Н. Оптические и термодинамические свойства плазмы полиформальдегида // ЖПС.— 1985.— Т. 43, № 6.

г. Москва

Поступила 22/VI 1988 г.,
в окончательном варианте — 24/II 1989 г.

УДК 539.124

В. И. Бойко, В. П. Кишкин, Н. Н. Прилепских, И. В. Шаманин

МОДЕЛЬ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ МОЩНОГО ИОННОГО ПУЧКА С МЕТАЛЛИЧЕСКИМ ПОГЛОТИТЕЛЕМ

Развитие ускорительной техники и специфика взаимодействия ионов с веществом расширили круг научных и практических задач, решение которых связывается с использованием мощных ионных пучков (МИП): исследования в области материаловедения и ядерной физики [1], работы по термоядерному синтезу [2, 3], проблемы генерации мощного электромагнитного излучения [4] и др. Во всех случаях физической основой является корректное описание динамики системы МИП — поглотитель.

Воздействие ионного пучка плотностью мощности $>10^{12}$ Вт/м² на металлы сопровождается одновременным протеканием нескольких конкурирующих процессов перераспределения энергии [5]. Основные механизмы релаксации энергии МИП — гидродинамический, теплопроводящий и лучистый. Качественное поведение и количественные знания этих процессов определяются как параметрами МИП, так и характеристиками облучаемого вещества. Значительные энергоклады ионов в малые пространственные интервалы (10—20 мкм) за короткие промежутки времени (30—60 нс) усложняют приборное экспериментальное изучение динамики одного из каналов перераспределения энергии пучка одновременно в течение и после акта взаимодействия. В численных экспериментах все механизмы релаксации энергии учитываются селективно и их анализ не представляет особых сложностей. Качество результатов зависит от полноты описываемых процессов.

В настоящей работе предложена модель взаимодействия МИП — поглотитель, осуществлена математическая постановка задачи, разработаны алгоритм и программа решения, приведены результаты расчетов. В отличие от существующих методик (обзор в [6]) учитываются параметры пучка, влияющие на процесс взаимодействия: наличие ионов примеси, пространственная неоднородность, временная зависимость энергии и плотности тока. Термодинамические параметры вещества получаются из широкогодиапазонного уравнения состояния. Модель основывается на двухмерном гидродинамическом приближении с включением механизмов электронной и лучистой теплопроводности. Приведены результаты расчета воздействия мощного протонно-углеродного пучка на алюминиевую фольгу. Двухкомпонентный состав ионов и пространственно-временная неоднородность плотности тока пучка определяют качественно отличающееся от существующих представлений поведение образовавшейся газоплазменной подсистемы.

1. Модель и алгоритм расчета. Процесс торможения ионов пучка в приповерхностной области поглотителя сопровождается энерговыделением и высокоскоростным нагревом. Поля возникающих давлений и температур характеризуются резкой неоднородностью и соответственно большими градиентами. Перепад давления возбуждает ударную волну, распространяющуюся во внутреннюю область мишени, а на облучаемой поверхности формируется плазменное облако. Размеры области термализации пучка зависят как от энергии и типа ионов, так и от параметров

облучаемого вещества. В течение длительности импульса тока тормозная способность плазменного факела соответствует высокой скорости эволюции, что влияет на процесс торможения. В случае воздействия многокомпонентного пучка ионы имеют различные проникающие способности, что приводит к разделению пространственной локализации энергии. Для протонно-углеродного пучка углеродная компонента практически полностью тормозится в области плазменного факела и приводит к возрастанию потерь энергии на излучение. Наличие неоднородности плотности тока сопровождается возникновением радиальных составляющих параметров движения облучаемой преграды.

В расчетах [6, 7] и эксперименте [8] установлено, что при плотностях мощности ионного пучка $\sim 10^{13}$ Вт/м² и выше давление в приповерхностной области $\sim 10^{11}$ Па, температура $\sim 10^5$ – 10^6 К, скорость разлета плазменного факела $\sim 10^4$ – 10^5 м/с. Для описания динамики взаимодействия с этими параметрами системы применима гидродинамическая модель, в которой соответствующим образом учтены каналы диссипации энергии налетающих ионов. В самом общем виде постановка задачи осуществляется в двухжидкостном, двухтемпературном приближении. Такая расширенная система уравнений является полной, но и практически неразрешимой при рассмотрении больших пространственных интервалов $\sim 0,01$ – $0,02$ м и времен $\sim 10^{-7}$ – 10^{-6} с. Применительно к описанию среды с рассмотренными выше параметрами в модель можно ввести ряд упрощений, дающих незначительную погрешность в конечных результатах: 1) дебаевский радиус экранирования в исследуемой плазме меньше средней длины свободного пробега электронов, поэтому поведение среды с хорошей степенью точности описывается в одножидкостном приближении; 2) характерное время шага гидродинамики значительно больше времени установления равновесия электронной и ионной температур, что позволяет использовать однотемпературную модель.

Система МИП — поглотитель обладает осевой симметрией, и гидродинамические уравнения для эйлеровых переменных в цилиндрической системе координат имеют вид [9]

$$\begin{aligned} \partial \rho / \partial t + \operatorname{div}(\rho \mathbf{W}) &= 0, \quad \partial \rho u / \partial t + \operatorname{div}(\rho u \mathbf{W}) + \partial P / \partial z = 0, \\ \partial \rho v / \partial t + \operatorname{div}(\rho v \mathbf{W}) + \partial P / \partial r &= 0, \\ \partial \rho E / \partial t + \operatorname{div}(\mathbf{W}(\rho E + P)) + Q_{\text{изл}} - \operatorname{div}(\kappa \operatorname{grad} T) &= Q, \end{aligned}$$

где r — радиальная координата; ρ — плотность вещества; P — давление; \mathbf{W} — вектор скорости с компонентами $(v, 0, u)$; $E = \varepsilon + \mathbf{W}^2/2$ — полная, ε — внутренняя энергия единицы массы; T — температура; $\kappa = \kappa_e(\rho, T) + \kappa_d(\rho, T)$ — коэффициент теплопроводности (сумма электронной и лучистой); $Q_{\text{изл}}$ — мощность потерь на излучение; Q — функция, описывающая энерговыделение МИП.

С учетом специфики задачи (вещество мишени может одновременно находиться в твердом, жидком и газообразном состоянии) для замыкания гидродинамических уравнений используются широкодиапазонные уравнения состояния [10, 11], определяющие $P = P(\rho, \varepsilon)$ и $T = T(\rho, E)$ в большом интервале изменения плотности и энергии.

Механизмы торможения иона изменяются по мере прохождения им слоев, находящихся в разных термодинамических состояниях. Тормозная способность поглотителя является функцией параметров вещества и налетающего иона:

$$\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} = S_{be} + S_{fe} + S_{nu} + S_{fi}$$

(S_{be} (S_{fe}) — торможение на связанных (свободных) электронах, S_{nu} (S_{fi}) — на ядрах (ионах) среды). Для энергии иона $\geq 0,1$ МэВ доминирующий вклад дает рассеяние на электронной подсистеме S_{be} и S_{fe} , и торможение иона описывается классической теорией Бете. При энергиях меньше 0,1 эВ использовать модель Бете не корректно, возрастает торможение

на ядерной и ионной компонентах вещества, и для определения эффективности торможения необходимо использовать модель Линхарда. Существующие в настоящее время методы расчета основываются либо на теории Бете с введением корректирующих членов для малых энергий, либо на объединенной модели Бете — Линхарда. Нами проведены серии расчетов с использованием как первого, так и второго метода. Анализ результатов показал, что применительно к гидродинамическим расчетам учет в явном виде ядерной S_{nu} и ионной S_{fi} компонент не оказывает значительного влияния на функцию энерговыделения и для описания торможения иона достаточно учитывать рассеяние на электронной компоненте с неявной корректировкой на ядерную подсистему. Для определения используются аналитические выражения, предложенные Мехлхорном [12], являющиеся расширением классической теории Бете:

$$\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} = 143 \frac{A_1 Z_1^2 Z_2}{EA_2} \left[\frac{Z_2 - \bar{Z}_2}{Z_2} \ln \bar{\Lambda}_b + \frac{\bar{Z}_2}{Z_2} \ln \Lambda_f \right],$$

где $Z_1(Z_2)$, $A_1(A_2)$ — заряд и атомный вес ионов пучка (поглотителя); E — энергия иона; \bar{Z}_2 — средняя степень ионизации поглотителя; $\Lambda_f(\bar{\Lambda}_b)$ — кулоновский логарифм свободных (связанных с учетом понижения) электронов. Результаты расчета энерговыделения и пробега иона, полученные по этим выражениям, согласуются с результатами методов [13, 14], включающих в явном виде рассеяние на ядерной и ионной компоненте.

Перераспределение энергии механизмом теплопроводности рассматривается в квазиодномерном приближении [15]. Коэффициенты переноса найдены на основе логарифмической интерполяции табличных данных [16].

Потери энергии на излучение из плотной горячей плазмы становятся существенными при температурах больше $5 \cdot 10^5 - 10^6$ К и определяются оптическими характеристиками вещества. Излучение оптически тонкой плазмы носит объемный характер, а для оптически толстой в основном выходит только из периферийных слоев с малой оптической толщиной. Учет энергии, перераспределяемой излучением, производится для оптически толстой области решением уравнения лучистой теплопроводности, а для оптически тонкой — в приближении объемного высвечивания. Многогрупповые расчеты переноса излучения для плазмы алюминия [14] показали, что интенсивность излучения линейчатого спектра незначительна. Поэтому в модели используются интегральные лучеиспускающие способности вещества для сплошного спектра [17].

Численное интегрирование системы гидродинамических уравнений осуществляется методом крупных частиц [18] с аппроксимацией второго порядка точности по пространственным переменным и первого — по времени. В зависимости от геометрии системы в граничных фиктивных ячейках моделируются условия «протекания» или «непротекания» [18]. Устойчивый сквозной счет при разрывном коэффициенте теплопроводности проводится по неявной однородной разностной схеме [19]. Для получения объемного профиля энерговыделения МИП в веществе используется неравномерная эйлера сетка с увеличением шага пространственных переменных по мере удаления от поверхности поглотителя.

Описанный алгоритм позволяет получать информацию о динамике системы МИП — поглотитель: поля гидродинамических переменных W , ρ , E ; теплофизические характеристики облучаемого вещества T , P , κ , \bar{Z} — кратность ионизации, \bar{I} — средний потенциал ионизации; профили энерговыделения ионов Q в зависимости от пространственно-временных и массовых характеристик пучка; лучеиспускающие способности плазменной подсистемы.

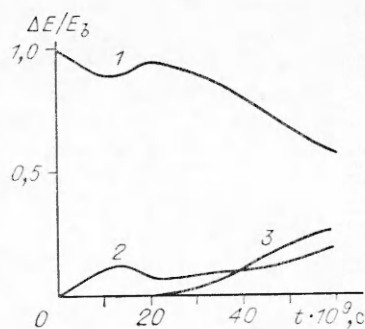
Таким образом, предложенная модель дает возможность интерпретировать экспериментальные интегральные результаты и получать коли-

ческие параметры по отдельным каналам перераспределения энергии МИП в веществе.

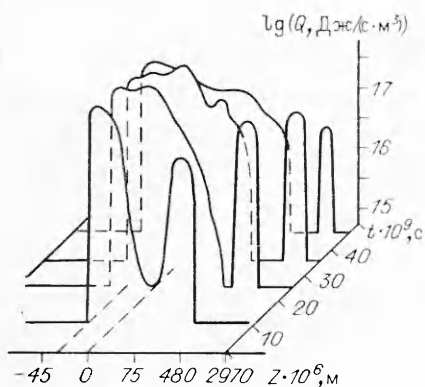
2. Результаты расчета. Существующие в настоящее время ускорительные системы, такие как KALIF [20], REIDEN [7], RBFA-1 [3], ТОНУС, ВЕРА [21] и аналогичные им, генерируют ионные пучки длительностью $30 \div 100$ нс с плотностью мощности от 10^{11} до $3 \cdot 10^{16}$ Вт/м². МИП, полученный на каждом ускорителе, имеет характерные особенности. С помощью модели выполнены расчеты для различных пучков с плотностью мощности от 10^{11} до $2 \cdot 10^{17}$ Вт/м².

В качестве примера представим результаты расчета взаимодействия МИП плотностью мощности $1,5 \cdot 10^{15}$ Вт/м² с алюминиевой фольгой толщиной 21 мкм (в 1,5 раза большей пробега протона с энергией 1 МэВ в холодном алюминии). Параметры пучка следующие: состав 50 % H⁺, 50 % C⁺; длительность импульса 50 нс; плотность тока возрастает от 0 до $1,5 \cdot 10^5$ кА/м² в течение первых 20 нс, следующие 20 нс остается постоянной и к 50 нс убывает до нуля; распределение плотности тока по радиусу имеет гауссов вид $I(r) = I_0 \exp - (r/r_0)^2$ (I_0 — плотность тока на оси симметрии, $r_0 = 0,01$ м — эффективный радиус пучка); энергия протонов и ионов углерода 1 МэВ. Энергозапас МИП 1,23 кДж.

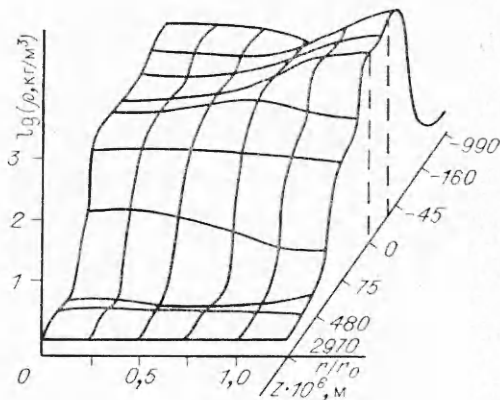
На рис. 1 представлены интегральные характеристики процесса взаимодействия, все величины ($I(2)$ — изменения внутренней (кинетической) энергии облучаемого вещества, $I(3)$ — потери энергии на излучение) нормированы на текущее значение энергии E_0 , потерянной пучком при взаимодействии с поглотителем. Первоначально вся энергия пучка релаксирует во внутреннюю энергию мишени, происходит высокоскоростной разогрев приповерхностных слоев. К 10 нс после начала взаимодействия развивается интенсивное плазмообразование на облучаемой поверхности, возрастает кинетическая энергия системы. Однако увеличение потерь энергии пучка в области плазменного факела (рис. 2, профили энерговыделения на оси симметрии в разные моменты времени) приводит к уменьшению энергии, передаваемой менее нагретой области поглотителя. Это вызывает уменьшение кинетической энергии фольги при росте потенциальной энергии в промежутке времени от 1 до 20 нс (кривая 2, рис. 1). Значительная степень ионизации вещества в плазменном факеле и соответствующее увеличение тормозной способности приводят к росту потерь энергии МИП в нем и потерь энергии на излучение. Существенное влияние на динамику моделируемой системы оказывает наличие двух компонент пучка. Углеродная фракция, имеющая меньший массовый пробег,



Р и с. 1



Р и с. 2



Р и с. 3

иницирует образование высокоионизированной области перед основной массой фольги. Она, двигаясь навстречу пучку, выполняет роль своеобразного дополнительного экрана, уменьшающего энерговклад МИП во внутреннюю область фольги. Углеродная фракция пучка полностью поглощается в данной области, а подвод энергии к «холодной» части фольги обеспечивается лишь протонами. На рис. 3 приведен профиль плотности поглотителя в момент времени 35 нс. Основной вынос массы из первоначально занимаемой фольгой области происходит с тыльной стороны и в радиальном направлении. К моменту окончания импульса ионного тока перераспределение энергии МИП по различным каналам характеризуется следующим: 60 % релаксирует во внутреннюю энергию вещества, 20 — в кинетическую и 20 % уносится из системы излучением. Давление после окончания импульса излучения в области, занятой веществом, изменяется в интервале от 10^6 до $1,5 \cdot 10^{10}$ Па, что согласуется с данными [7].

Удовлетворительное совпадение с результатами расчетов других авторов [13, 14] и интегральными экспериментальными результатами [7] подтверждает адекватность предложенной модели реально происходящим процессам в системе МИП — поглотитель. Корректный учет энергетических и пространственно-временных параметров пучков позволил установить характерные особенности взаимодействия МИП с веществом (отсутствие для пучка брегговского пика, эффект «двойной» экранировки поглотителя плазменным облаком) и уточнить характеристики гидродинамического движения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Габович М. Д., Плешивцев Н. В., Семашко Н. Н. Пучки ионов и атомов для управляемого термоядерного синтеза и технологических целей. — М.: Энергоатомиздат, 1986.
2. Velarde G., Aragonés J. M., Gamez L. et al. Simulation of light ion beams and inertial confinement fusion physics // BEAMS'86: Proc. VIth Intern. Conf., Kobe, 1986.
3. Cook D. J., Maenchen J. E., Mehlhorn T. A. et al. Advances in light ion beams for inertial confinement fusion // Proc. VIIth Intern. Workshop, Monterey, Calif., 1985. — London, 1986. — V. 7.
4. Yabe T., Goel B. A proposal for an experiment to compress and amplify ion beam by soft X-ray conversion // Jap. J. Appl. Phys. — 1987. — V. 26, N 4.
5. Nagata N., Kawata S., Niu K. Simulation of LIB-target implosion // Res. Rept on Plasma Phys. Nagoya Univ. — 1984. — N 678.
6. Long K. A., Tahir N. A. Plasma dynamics of the interaction of intense ion beams with «sub» and «super» rangel plane targets // Phys. Fluids. — 1986. — V. 29, N 1.
7. Miyamoto S., Imasaki K., Ozaki T. et al. Progress of inertial confinement fusion research by light ion beam // Proc. VIIth Intern. Workshop, Monterey, Calif., 1985. — London, 1986. — V. 7.
8. Bauer W., Bluhm П., Boehnel K. et al. Recent results of the ion beam program at the Kernforschungszentrum Karlsruhe // Ibid.
9. Романов Г. С., Сузденко П. В. Динамика кратерообразования под действием сильноточных пучков заряженных частиц на металлическую преграду // ДАН БССР. — 1982. — Т. 26, № 6.
10. Саножников А. Т., Першина А. В. Интерполяционное уравнение состояния в области испарения // ВАНТ. Сер. Методики и программы числ. решения задач мат. физики. — 1984. — Вып. 2(16).
11. Жуков А. В. Интерполяционное широкодиапазонное уравнение состояния металлов в переменных: давление, плотность, энергия // Механика деформируемого твердого тела. — Томск: Изд-во ТГУ, 1987.
12. Winder M. M., Mehlhorn T. A., Perry F. C. et al. Light-ion deposition and implication for inertial confinement targets // Comments Plasma Phys. Controlled Fusion. — 1982. — V. 7, N 2.
13. Баско М. М. Торможение быстрых ионов в плотной плазме // Физика плазмы. — 1984. — Т. 10, вып. 6.
14. Rogerson J. E., Clark R. W., Davis J. Ion-beam deposition, heating and radiation from an aluminum plasma // Phys. Rev. — 1985. — V. A31, N 5.
15. Филиппов С. С., Четверушкин Б. Н., Шильников Б. Е. Математическое моделирование испарения металла под действием электронного пучка // ДАН СССР. — 1983. — Т. 272, № 4.
16. Замышляев Б. В., Струвицкий Е. А., Гузь А. Г., Жуков В. П. Состав и термодинамические функции плазмы. — М.: Энергоатомиздат, 1984.
17. Лукьянов Г. А. Сверхзвуковые струи плазмы. — Л.: Машиностроение, 1985.
18. Белоцерковский О. М., Давыдов Ю. М. Метод крупных частиц в газовой динамике. — М.: Наука, 1982.

19. Самарский А. А. Теория разностных схем.— М.: Наука, 1983.
20. Bluhm H., Bohnel K., Hoppe P. et al. Experiments with pinch-reflex diodes on ion-beam focussing and deposition at KfK's pulse generator KALIF // BEAMS'86: Proc. Vth Intern. Conf., Kobe, 1986.
21. Быстрицкий В. М., Диденко А. Н. Мощные ионные пучки.— М.: Энергоатомиздат, 1984.

г. Томск

Поступила 12/VII 1988 г.,
в окончательном варианте — 7/III 1989 г.

УДК 533.906

А. В. Еремин, В. С. Зиборов

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ НЕСТАЦИОНАРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ СГРУЙ УДАРНО-НАГРЕТОГО ГАЗА, СОДЕРЖАЩЕГО CO₂

Вопросам формирования стационарного сверхзвукового потока при внезапном открывании осесимметричного или плоского сопла посвящено большое количество работ [1—5]. Известно, что при не слишком низком давлении окружающего пространства ($P_\infty > 1-0,1$ Па), когда течение достаточно хорошо описывается уравнениями для сплошной среды, в стартовой области струи возникает довольно сложная нестационарная структура. Помимо самого фронта истекающего газа эта структура включает первичную ударную волну (УВ), распространяющуюся в фоновом газе, и вторичную УВ, согласующую давление в истекающем газе с давлением окружающего пространства. Вторичная УВ, распространяясь вверх по течению со скоростями, меньшими скорости потока, постепенно сносится им от сечения ее образования вблизи среза сопла до своего стационарного положения $x_{ст} \approx 1,5 \frac{P_0}{P_\infty} h_*$ [6] (h_* — полуширина критического сечения сопла, P_0 — давление торможения).

Таким образом, при экспериментальном наблюдении за параметрами потока в фиксированной точке x ($0 < x < x_{ст}$) сначала должны наблюдаться повышенные значения давлений и температур, соответствующие параметрам за первичной и вторичной УВ, а затем значения, постепенно приближающиеся к своим стационарным величинам. Повышенные, по сравнению со стационарными, значения плотности и интенсивности излучения в видимой и ИК-области наблюдались в начальной зоне сигналов при измерениях в ударно-нагретых потоках в сверхзвуковых соплах и струях [7, 8].

Целью данной работы явилось экспериментальное исследование нестационарных газодинамических и физико-химических процессов, порождающих возникновение вспышки ИК-излучения на стадии формирования сверхзвуковой струи.

Эксперименты проводились на установке, представляющей собой сочетание ударной трубы диаметром 50 мм с плоской вакуумной камерой, в которой двумерная струя ограничивалась стенками на расстоянии $l = 45$ мм. Истечение газа, нагретого отраженной УВ, происходило через щель полушириной $h_* = 1$ мм. Камера низкого давления ударной трубы и вакуумная камера наполнялись исследуемым газом, представляющим смесь CO₂ с N₂ и парами H₂O, до давлений $P_\infty = (1,3-26) \cdot 10^3$ Па. Давление толкающего газа He составляло $(2-5) \cdot 10^6$ Па. Скорость падающей УВ измерялась по двум базам с точностью 1—2 %. Равновесные параметры газа за отраженной УВ, т. е. параметры торможения истекающей струи, варьировались в пределах $T_0 = 1500-2500$ К и $P_0 = (1-6) \times 10^6$ Па. Диагностика импульсной струи производилась методами многоканальной эмиссионной и абсорбционной спектроскопии в ИК-области спектра. Как эталонный источник излучения использовался источник черное тело, температура которого варьировалась в пределах 1500—2500 К и определялась непосредственно перед экспериментом с помощью ленточной вольфрамовой лампы ТРУ 1300—2350 с точностью не ниже 2 %. Все оптические элементы схемы выполнены из CaF₂, в качестве приемников излучения взяты фотосопротивления ФСГ-223А, имеющие временное разрешение ~ 1 мкс, пространственное разрешение каждого канала 1—2 мм.

В качестве спектральных элементов аппаратуры использовались интерференционные светофильтры фирмы «Spectrum System», имеющие