ДИАГНОСТИКА ИМПУЛЬСНЫХ СИСТЕМ

ВСТРЕЧНОЕ СТОЛКНОВЕНИЕ ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧНЫХ ПЛАЗМЕННЫХ ПОТОКОВ В ПРОДОЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

© 2020 г. В. В. Гаврилов^{*a*,*}, А. Г. Еськов^{*a*}, А. М. Житлухин^{*a*,**}, Д. М. Кочнев^{*a*,***}, С. А. Пикуз^{*b*}, И. М. Позняк^{*a*,***}, С. Н. Рязанцев^{*b*,*****}, И. Ю. Скобелев^{*b*,*****}, Д. А. Топорков^{*a*,*****}, Н. М. Умрихин^{*a*}

^а ГНЦ РФ "Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований", Москва, Россия ^b Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия

> *e-mail: vvgavril@triniti.ru **e-mail: zhitlukh@triniti.ru ***e-mail: dimich 17@triniti.ru ****e-mail: teufida@gmail.com *****e-mail: sergryaz@mail.ru *****e-mail: igor.skobelev@gmail.com ******e-mail: toporkov@triniti.ru Поступила в редакцию 27.12.2019 г. После доработки 17.02.2020 г. Принята к публикации 20.02.2020 г.

Приводятся и обсуждаются экспериментальные результаты исследования динамики встречного взаимодействия высокоэнергетичных плазменных потоков в магнитном поле с индукцией до 2 Тл. Плазменные потоки со скоростями $(2-4) \times 10^7$ см/с, ионной плотностью $(2-4) \times 10^{15}$ см⁻³ и энергосодержанием 70–100 кДж формировались двумя электродинамическими коаксиальными ускорителями с импульсным напуском газа. В качестве рабочего газа использовались азот и неон, а также их смеси с водородом или дейтерием. Представлено описание установки 2MK-200, на которой проводились эксперименты, и диагностической аппаратуры. Сообщаются и обсуждаются экспериментальные результаты, полученные при различных режимах работы установки.

Ключевые слова: импульсный плазменный ускоритель, рентгеновская спектроскопия плазмы, термализация плазменных потоков

DOI: 10.31857/S0367292120070045

1. ВВЕДЕНИЕ

Одним из возможных практических приложений импульсных плазменных ускорителей [1] является создание источников рентгеновского излучения для использования их в различных научных и технологических целях. Ранее в работах [2, 3] были приведены некоторые результаты экспериментов, направленных на генерацию мощного рентгеновского излучения при встречном столкновении плазменных потоков, сформированных двумя электродинамическими коаксиальными ускорителями с импульсным напуском газа. В опытах, описанных в этих работах, плазменные потоки после выхода из ускорителей двигались со скоростями $(2-4) \times 10^7$ см/с навстречу друг другу в продольном магнитном поле с индукцией до 2 Тл и сталкивались в центре вакуумной камеры взаимодействия. Ионная плотность плазмы в этих потоках составляла $(2-4) \times 10^{15}$ см⁻³. В результате столкновения плазменных потоков в камере взаимодействия формировалось цилиндрическое плазменное образование, при этом значительная часть кинетической энергии потоков преобразовывалась в тепловую энергию плазмы. Поскольку основная доля кинетической энергии плазменных потоков заключалась в ионной компоненте, то температура ионов в зоне столкновения могла достигать нескольких килоэлектронвольт [4].

Основные результаты, изложенные в работах [2, 3], сводятся к следующему:

– в экспериментах с различными рабочими газами полная энергия излучения, уносимого квантами с энергией более 100 эВ, составляла до 2 кДж в случае смеси неона и дейтерия и до 10 кДж в случае азота. Длительность импульсов излучения в обоих случаях составляла 10–15 мкс;



Рис. 1. Схема комплекса 2МК-200: *1* – импульсные плазменные ускорители, *2* – цилиндрическая вакуумная камера, *3* – соленоиды, *4* – плазменные сгустки, *5* – диагностические окна для установки спектрографа, фотодиодов и магнитных зондов, *6* – магнитные зонды.

– основная доля энергии, высвечиваемой в рентгеновском диапазоне длин волн, приходилась на резонансные линии Не- и Н-подобных ионов азота с длинами волн 2.88 нм и 2.48 нм соответственно или излучалась в линиях Li-подобных ионов неона с длинами волн 9.8 нм и 8.8 нм и в резонансной линии Не-подобного иона неона с длиной волны 1.34 нм;

— сравнение экспериментальных и расчетных данных о спектральном распределении линейчатого излучения многозарядных ионов позволило определить электронную температуру плазмы в центральном сечении зоны столкновения: 120— 130 эВ в случае азотной плазмы и 160—170 эВ — водородно-неоновой. Значение электронной плотности плазмы в зоне столкновения находилось в интервале 10¹⁶—10¹⁷ см⁻³.

В настоящей работе приводятся и обсуждаются дополнительные экспериментальные результаты относительно динамики нагрева плазмы в зоне столкновения потоков, полученные с помощью магнитных зондов и рентгеновских фотодиодов.

2. **УСТАНОВКА 2МК-200**

Эксперименты проводились на установке 2MK-200, описанной в работах [2–6]. Она состоит из двух импульсных плазменных ускорителей и вакуумной камеры взаимодействия (рис. 1). Внутренний диаметр камеры из нержавеющей стали 12X18H10T составляет 21.3 см при толщине стенки 3 мм. Полная длина системы достигает 4 м.

Питание каждого из ускорителей осуществлялось от конденсаторных накопителей емкостью ≈1 мФ, напряжение заряда которых варьировалось в диапазоне 20–23 кВ, что соответствовало изменению начального энергозапаса в них в диапазоне 200–260 кДж. Энергосодержание плаз-

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ том 46 № 7 2020

менных потоков достигало 100 кДж в каждом. В камере взаимодействия с помощью многовитковых соленоидов создавалось продольное магнитное поле с индукцией до 2 Тл. В качестве рабочего газа использовались азот, неон и их смеси с водородом или дейтерием.

Для регистрации мягкого рентгеновского излучения плазмы с временным разрешением 0.02 мкс использовались фотодиоды ФДУК-8УВСК, абсолютная спектральная чувствительность которых приведена в работе [7].

Параметры плазменных потоков и сформировавшейся в результате их столкновения плазмы оценивались по сигналам магнитных зондов, расположенных в трех сечениях вакуумной камеры взаимодействия: центральном и отстоящих от центрального на ±40 см. Диамагнитные зонды представляют собой многовитковые цилиндрические (Ø3 мм) катушки из медного провода сечением 0.15 мм² при общей эффективной площади витков ≈350 мм². Катушки размещались в защитных керамических трубках с внешним диаметром 5 мм, что позволяло устанавливать зонды на расстоянии не более 1 см от внутренней поверхности камеры. При использовании во внешней цепи зонда пассивного интегратора с временем интегрирования ≈ 200 мкс напряжение, регистрируемое на выходе интегратора с высокой (≈2%) точностью, пропорционально изменению магнитной индукции ΔB в зоне расположения зонда при характерных длительностях сигналов ≈10-20 мкс.

Оптимальное распределение индукции продольного магнитного поля, в которое инжектировались встречные плазменные потоки, было определено по результатам специальной серии экспериментов. Необходимым критерием являлось сочетание диаметра излучающей плазмы в центральном сечении камеры взаимодействия в пределах 15 см и максимально достижимого времени жизни плазмы в зоне столкновения. При этом поперечный размер плазмы определялся с помощью набора рентгеновских фотодиодов с индивидуальными коллиматорами, позволявшими регистрировать излучение одновременно из различных областей камеры. Время жизни плазменного сгустка контролировалось магнитными зондами. По результатам экспериментов, проведенных во всем рабочем диапазоне начальных напряжений 20–23 кВ на ускорителях и для обоих рабочих газов, азота и неона, было выбрано распределение начального продольного магнитного поля с посекционным нарастанием индукции от 0.5 Тл в крайних секциях соленоидов до 2.0 Тл в центральных.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ ПО СТОЛКНОВЕНИЮ ПЛАЗМЕННЫХ ПОТОКОВ РАЗЛИЧНОГО ИОННОГО СОСТАВА

Рассмотрим совокупность экспериментальных данных о динамике термализации встречных плазменных потоков.

Экспериментальные данные, полученные с помощью фотодиодов ФДУК-8УВСК, позволили измерить температуру электронов от 50 эВ до 200 эВ в зоне столкновения плазменных потоков.

Данные магнитных зондов, помимо очевидной возможности определения с их помощью скорости пролетающих плазменных потоков и времени жизни плазмы в зоне взаимодействия, позволяли оценивать, как уже обсуждалось в работе [3], давление и тепловую энергию плазмы, образующейся при столкновении плазменных потоков.

Магнитные зонды регистрировали изменение индукции магнитного поля ΔB в зазоре между плазмой и внутренней поверхностью вакуумной камеры плазмопровода. При характерных длительностях сигналов зондов 10-20 мкс и удельэлектрическом сопротивлении ном стали 12X18H10T $\rho = 0.0723$ Ом · мм²/м толщина скинслоя и, соответственно, глубина диффузии переменного магнитного поля в стенку камеры не превышает ≈2.7 мм. В таком случае в течение всего времени жизни плазменного образования магнитный поток через поперечное сечение камеры можно считать постоянным. Это условие в виде уравнения выглядит следующим образом:

$$B_{o} \times S_{o} = (B_{o} + \Delta B) \times (S_{o} - S_{n}) + B_{n} \times S_{n},$$

где $B_{\rm o}$ — индукция начального магнитного поля, ΔB — изменение индукции магнитного поля в зазоре между плазмой и внутренней поверхностью камеры, $B_{\rm n}$ — индукция магнитного поля внутри плазмы, $S_{\rm o}$ — площадь внутреннего поперечного сечения камеры, S_n — площадь поперечного сечения плазменного сгустка.

При скоростях встречных потоков плазмы $\geq 2 \times 10^7$ см/с кинетическая энергия ионов составляет не менее ≈ 3 кэВ для азота и ≈ 4 кэВ для неона. а энергия, необходимая для ионизации азота до кратности 6+ и неона до 8+, равна соответственно ≈820 эВ и ≈950 эВ. Поэтому следует ожидать, что в процессе термализации плазменного сгустка и с учетом нагрева электронной компоненты до температур ≤200 эВ температура ионов для обоих газов не опустится ниже 1 кэВ, а ионнозвуковая скорость будет заведомо больше 107 см/с. При известном радиусе плазменного сгустка это означает, что баланс давления плазмы и магнитного поля в поперечном сечении камеры взаимодействия должен устанавливаться за время ≤1мкс. Тогда условие баланса давлений выглядит следующим образом:

$$(B_{\rm o} + \Delta B)^2 / (8\pi) = P + B_{\rm II}^2 / (8\pi),$$

где Р – газокинетическое давление плазмы.

И, наконец, третье соотношение вытекает из известного диаметра плазмы ≈ 15 см и диаметра камеры ≈ 21 см:

$$S_{\rm o} \approx 2S_{\rm m}$$

Совместное решение трех условий позволяет вычислить индукцию магнитного поля внутри плазмы $B_{\rm n} \approx B_{\rm o} - \Delta B$ и газокинетическое давление плазмы $P \approx \Delta B \times B_{\rm o}/(2\pi)$ в условиях наших экспериментов.

По определенным таким образом давлению плазмы и размерам плазменного сгустка была проведена оценка полного энергосодержания плазмы в зоне столкновения. Обработка сигналов магнитных зондов в трех сечениях позволила заключить, что при взаимодействии и термализации сталкивающихся плазменных потоков внутри вакуумной камеры формировался плазменный сгусток длиной не менее 80 см. Характерное время жизни этого плазменного образования составляло 10–20 мкс, а полное энергосодержание в типичных экспериментах с азотом и неоном в качестве рабочих газов и при напряжениях на конденсаторных накопителях 20–23 кВ достигало 25 кДж.

Рассмотрим зарегистрированную в экспериментах с азотом и неоном в качестве рабочих газов совокупность временных зависимостей сигналов магнитных зондов. На рис. 2 приведены полученные в двух различных экспериментах сигналы магнитных зондов, расположенных в центре камеры взаимодействия и по бокам от него на расстоянии ±40 см.

Как мы видим, сигналы боковых зондов, расположенных на расстоянии 80 см друг от друга, начинаются практически в одно и то же время как



Рис. 2. Сигналы магнитных зондов, расположенных в центре камеры взаимодействия (толстая сплошная линия) и на расстоянии 40 см от него в одну (штриховая линия) и в другую сторону (тонкая сплошная линия), в экспериментах со смесью неона и дейтерия (а) и с азотом (б). Время отсчитывается от момента синхронного пуска ускорителей.

в экспериментах с азотной, так и с неоно-дейтериевой плазмой. Этот факт подтверждается многочисленными экспериментами. Объяснить его можно исходя из модели, изложенной в работе [4]. Согласно этой модели плазменный поток, исходящий из ускорителя состоит из малоплотной $(<10^{15} \, \mathrm{сm}^{-3})$ головной части и более плотной (> 10^{15} см⁻³) основной части. При встречном столкновении таких структурированных потоков головные части слабо взаимодействуют друг с другом, что и объясняет отсутствие сигнала магнитного зонда в момент прохождения центрального сечения головными частями плазменных потоков. Эффективное взаимодействие потоков начинается при столкновении головных частей с основными частями встречных плазменных потоков, а в центральном сечении сигнал появляется в момент начала взаимодействия основных частей плазменных потоков и существенно превышает по амплитуде сигналы боковых зондов.

Рассмотрим временной ход сигналов магнитных зондов и рентгеновских фотодиодов, расположенных в центральном сечении зоны взаимодействия плазменных потоков, в экспериментах с различными рабочими газами. Как уже говорилось выше, сигналы магнитных зондов в нашем случае характеризуют формирование плазмы в зоне столкновения, рентгеновские же сигналы в первую очередь позволяют получить информацию о нагреве ее электронной компоненты. На рис. 3 приведены сигналы магнитных зондов и зарегистрированные за различающимися по толщине фильтрами сигналы фотодиодов в экспериментах со смесью неона и дейтерия (парциальные давления 75% и 25% соответственно) и азотом в качестве рабочих газов. Время отсчитывается от момента синхронного пуска ускорителей. Как мы видим, в случае водородно-неоновой плазмы сигналы фотодиодов начинаются одновременно с сигналом магнитного зонда, а в опыте с азотной плазмой сигналы фотодиодов запаздывают почти на 5 мкс. И такое поведение рентгеновских сигналов характерно для всех экспериментов с водородно-неоновой и азотной плазмой.

Аналогичная картина наблюдается и при сопоставлении сигналов магнитных зондов и рентгеновских детекторов, зарегистрированных в этих же экспериментах в одном из боковых сечений, отстоящем от центрального на 40 см (см. рис. 4). И здесь мы видим в случае с азотной плазмой более позднее начало регистрации рентгеновского сигнала по сравнению с сигналом магнитного зонда.

Эксперименты со смесями азота с дейтерием в ускорителях показали, что в этих случаях сигнал от рентгеновского излучения горячей водородноазотной плазмы также отставал от сигнала магнитного зонда приблизительно на 5 мкс. В качестве примера на рис. 5 приведены результаты, полученные в опытах со смесью азота и дейтерия при их парциальных давлениях 25% и 75% соответственно. Рисунок 6 демонстрирует сигналы, зарегистрированные в эксперименте с чистым дейтерием.

Анализируя экспериментально установленный факт заметного "запаздывания" рентгеновского излучения азотной плазмы, следует учитывать, что ионизация плазмы в зоне столкновения потоков занимает определенное время. Согласно расчетам [8] при электронной плотности $\approx 10^{17}$ см⁻³ и температуре ≈ 100 эВ процесс ионизации в неоновой плазме происходит заметно быстрее, чем в азотной. Так время установления даже не полного (1/е) ионизационного равновесия при таких параметрах плазмы составляет ≈ 3 мкс для неона и ГАВРИЛОВ и др.



Рис. 3. Сигналы магнитного зонда (штриховая линия) и рентгеновских детекторов (сплошные линии), зарегистрированные в центральном сечении камеры взаимодействия в экспериментах со смесью неона и дейтерия (а) и азотом (б) в качестве рабочих газов. В случае (а) толщины бериллиевых фильтров составляли 25 мкм (толстая линия) и 50 мкм (тонкая линия), в случае (б) использовались алюминиевые фильтры толщиной 3.0 мкм (толстая линия) и 7.1 мкм (тонкая линия), причем, ради удобства представления, амплитуда сигнала за более толстым фильтром увеличена в 7 раз.



Рис. 4. Сигналы магнитного зонда (штриховые линии) и рентгеновского детектора (сплошные линии), зарегистрированные в боковом сечении камеры взаимодействия в экспериментах со смесью неона и дейтерия (а) и азотом (б) в качестве рабочих газов. Рентгеновское излучение регистрировалось за алюминиевым фильтром толщиной 3.0 мкм.

≈7 мкс для азота. Этим отчасти можно объяснить отличие в динамике излучения неона и азота.

В экспериментах с неоном и азотом был определен временной ход электронной температуры плазмы, образующейся при взаимодействии потоков и термализации их направленной кинетической энергии в центральном сечении камеры взаимодействия (см. рис. 7а и 7б). Для этого были использованы рентгеновские сигналы, зарегистрированные за фильтрами, материал и толщина которых обеспечивали практически полное поглощение возможного линейчатого излучения многозарядных ионов, что позволило применить метод фильтров [9]. Обращает на себя внимание незначительное изменение электронной температуры плазмы в области ее максимальных значений во временном интервале 6—8 мкс (в пределах точности измерений). Этот факт существенно повышает достоверность результатов детальных кинетических расчетов спектрального распределения рентгеновского излучения плазмы, проведенных в стационарном приближении [3].

Отметим, что полученное в настоящей работе максимальное значение электронной температуры азотной плазмы существенно превышает значение температуры, определенной ранее методом спектрального моделирования [3]. Расхождение этих величин достигает 40–50 эВ, что выходит за пределы интервала погрешности измерений. В то же время определенная ранее методом спектраль-

610



Рис. 5. Сигналы магнитного зонда (штриховая линия) и рентгеновского детектора (сплошная линия), зарегистрированные в центральном сечении камеры взаимодействия в экспериментах со смесью азота и водорода (парциальные давления 25% и 75% соответственно). Рентгеновское излучение плазмы регистрировалось за алюминиевым фильтром толщиной 3.0 мкм.

ного моделирования электронная температура водородно-неоновой плазмы [2, 3] хотя и была несколько ниже величины, полученной в настоящей работе методом фильтров, но вписывалась в интервал значений, допустимых с учетом экспериментальной погрешности (±25-30 эВ). С учетом не использовавшейся ранее поправки на эффективность применявшейся в спектрографе золотой дифракционной решетки [10] (рис. 8) в случае водородно-неоновой плазмы превышение максимальной электронной температуры плазмы, полученной методом фильтров, над температурой по рентгеноспектральному методу [2, 3] составит уже 30-40 эВ, что также выходит за пределы интервала погрешности измерений. Для линий He- и Li-подобного неона (1.35 нм и



Рис. 6. Сигналы магнитного зонда (штриховая линия) и рентгеновского детектора (сплошная линия), зарегистрированные в центральном сечении камеры взаимодействия в экспериментах с чистым дейтерием в качестве рабочего газа. Рентгеновское излучение плазмы регистрировалось за алюминиевым фильтром толщиной 3.0 мкм.

8.81 нм), использовавшихся в работах [2, 3] при определении электронной температуры плазмы. учет вышеназванной поправки приводит к уменьшению отношения интенсивностей линий в 2.3 раза и, как результат, к уменьшению величины измеряемой этим методом температуры плазмы на ≈20 эВ. На величину определенной в работе [3] электронной температуры азотной плазмы учет этой поправки практически не влияет. Объясняется это тем, что для пары линий Н-и Не-подобного азота (2.48 нм и 2.88 нм соответственно), по отношению интенсивностей которых определялась электронная температура плазмы, поправка на эффективность решетки незначительна и величина электронной температуры азотной плазмы, определяемой по этому отношению, практически не меняется.



Рис. 7. Определенный методом фильтров временной ход электронной температуры плазмы (сплошная линия) в центральном сечении камеры взаимодействия в экспериментах со смесью неона и дейтерия (а) и азотом (б) в качестве рабочих газов. Погрешность определения температуры составляет ±15%. Штриховая линия – сигнал магнитного зонда в центральном сечении камеры.

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ том 46 № 7 2020



Рис. 8. Эффективность пропускающей дифракционной решетки из золотых нитей толщиной 230 нм в первом порядке дифракции при скважности решетки 1/2 [10]. Маркерами отмечены положения спектральных линий неона и азота, использовавшихся в работах [2, 3]: $1 - \text{NeIX } \lambda = 1.35 \text{ нм}; 2 - \text{NeVIII } \lambda = 7.36 \text{ нм};$ $3 - \text{NeVIII } \lambda = 8.81 \text{ нм}; 4 - \text{NeVIII } \lambda = 9.83 \text{ нм}; 5 - \text{NVII}$ $\lambda = 2.48 \text{ нм}; 6 - \text{NVI } \lambda = 2.88 \text{ нм}.$

Отметим также, что расчетная рентгеноспектральная диагностика базируется на моделировании линейчатого спектра, полученного интегрально по времени, тогда как метод фильтров на регистрации непрерывного излучения плазмы с временным разрешением. Это может быть одной из главных причин заметного расхождения значений температуры, полученной двумя методами.

Итак, мы видим, что в экспериментах со смесью неона и дейтерия формирование высокотемпературной плазмы в результате столкновения высокоэнергетичных потоков характеризуется практически одновременным ростом ее давления и электронной температуры. При взаимодействии же азотных потоков рост электронной температуры плазмы существенно запаздывает - приблизительно на 5 мкс – относительно начала роста давления. В настоящее время планируется проведение дополнительных экспериментов лля выяснения причины отличия динамики термализации встречных плазменных потоков, в состав которых входит неон, от потоков плазмы с азотом.

4. ВЫВОДЫ

1. Показано, что при столкновении высокоэнергетичных плазменных потоков формирование протяженного плазменного образования, являющегося мощным источником рентгеновского излучения, начинается практически одновременно на достаточно большом расстоянии (не менее 80 см), что обусловлено продольной структурой плазменных потоков.

2. Определен временной ход электронной температуры плазмы, образующейся в центральной зоне встречного столкновения высокоэнергетичных азотных и водородно-неоновых плазменных потоков. Показано, что в обоих случаях во временном интервале 6–8 мкс температура меняется незначительно: в азотной плазме – 160–180 эВ, в водородно-неоновой – 180–200 эВ.

3. Электронная температура, определенная методом фильтров с временным разрешением, превышает величину, полученную интегральным по времени рентгеноспектральным методом, на 30—50 эВ как для азотной, так и для водородно-неоновой плазмы.

Программа для определения электронной температуры плазмы создана И.К. Фасаховым, за что авторы статьи ему искренне признательны.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского Фонда фундаментальных исследований (договор № 18-29-21013).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Арцимович Л.А., Лукьянов С.Ю., Подгорный И.М., Чуватин С.А. // ЖЭТФ. 1957. Т. 33. С. 3.
- Gavrilov V.V., Eskov A.G., Zhitlukhin A.M., Kochnev D.M., Pikuz S.A., Poznyak I.M., Ryazantsev S.N., Skobelev I.Yu., Toporkov D.A., Umrikhin N.M. // J. Phys.: Conf. Ser. 2017. V. 946. P. 012017.
- Gavrilov V.V., Eskov A.G., Zhitlukhin A.M., Kochnev D.M., Pikuz S.A., Poznyak I.M., Ryazantsev S.N., Skobelev I.Yu., Toporkov D.A., Umrikhin N.M. // Plasma Physics Reports. 2018. V. 44. P. 814.
- 4. Житлухин А.М., Илюшин И.В., Сафронов В.М., Скворцов Ю.В. // Физика плазмы. 1982. Т. 8. С. 509
- 5. Сиднев В.В., Скворцов Ю.В., Соловьева В.Г., Умрихин Н.М. // Физика плазмы. 1984. Т. 10. С. 392.
- 6. Skvortsov Yu.V. // Phys. Fluids B. 1992. V. 4. P. 750.
- http://www.technoexan.ru/pdf/silicon_detector/fduk8uvsk.pdf
- 8. Smith Randall K., Hughes J.P. // The Astrophysical Journal. 2010. V.718 (1). P. 583
- 9. Jahoda F.C., Little E.M., Quinn W.E., Sawyer G.A., Stratton T.F. // Phys. Rev. 1960. V. 119. P. 843.
- 10. http://henke.lbl.gov/optical_constants/tgrat2.htm