



Анализ погрешностей измерений длин волн рентгеновских спектральных линий многозарядных ионов в плотной высокотемпературной плазме

А. Я. ФАЕНОВ

Дан анализ типичных погрешностей измерений длин волн рентгеновских спектральных линий многозарядных ионов, образующихся в плотной высокотемпературной плазме. Показано, что наиболее существенный вклад в погрешность обычно вносит уширение как измеряемой, так и реперной (стандартной) спектральных линий. Предложен и реализован метод прецизионных измерений длин волн по рентгеновским спектрам излучения рекомбинирующей плазмы.

Analysis of errors, which usually take place during measurements of X-ray spectral lines wavelengths of multicharged ions in hot dense plasma was presented. It was shown, that the most essential errors are related with line broadening both the reference and the measured lines. Method of precise wavelengths measurements based on registration of X-ray radiation of recombining plasma is suggested and experimentally realized.

Во многих задачах измерений параметров плотной высокотемпературной плазмы по ее спектрам излучения, а также в различных задачах атомной физики одним из основных вопросов является вопрос о погрешности, с которой известны положения энергетических уровней многозарядных ионов. При этом достаточно часто экспериментальные и теоретические данные различаются и, как правило, неизвестно, каким из них с точки зрения точности определения констант следует отдавать предпочтение. Исключение составляют лишь спектры многозарядных H-подобных ионов, для которых теоретический расчет обеспечивает заведомо более высокую точность, чем эксперимент, а также случай ионов с большим (> 3) числом открытых оболочек, когда экспериментальные данные практически всегда точнее результатов самого детального теоретического расчета.

В остальных случаях проблема выбора является весьма непростой и связана, главным образом, с невозможностью оценить заранее точность теоретического расчета, а сравнение результатов расчетов, выполненных различными методами, может дать лишь косвенную оценку их качества. Проведение же прецизионных абсолютных измерений длин волн спектральных линий позволяет, во-первых, получить количественную оценку погрешности, с которой известно положение того или иного энергетического уровня, а, во-вторых, оценить возможности различных методов расчета.

Следует отметить, что для очень многих задач (как прикладных, так и фундаментальных) в действительности достаточно знания с высокой точностью не абсолютных, а лишь относительных значений длин волн спектральных переходов. Так, при создании рентгеновского лазера с резонансной фотонакачкой требуются данные не об абсолютных положениях накачивающего и накачиваемого спектральных переходов, а лишь о точном знании разности их длин волн. Аналогично, для расшифровки спектров и идентификации спектральных линий в большинстве случаев достаточно знания их относительного расположения. В этой связи для прецизионного измерения длин волн чрезвычайно важной проблемой является выбор и исследование метрологических характеристик реперных (стандартных) длин волн, относительно которых и проводятся измерения длин волн новых линий.

Ниже дан анализ типичных погрешностей измерений длин волн рентгеновских спектральных линий многозарядных ионов и предложен метод измерений, позволяющий почти на порядок уменьшить погрешность и довести ее до $\Delta\lambda/\lambda \approx (5 \dots 8) \cdot 10^{-5}$.

Типичные погрешности измерений длин волн рентгеновских спектральных линий многозарядных ионов. Для регистрации спектров мягкого рентгеновского излучения плазмы и прецизионного измерения длин волн спектральных линий в последнее время используются различные типы приемников, чувствительных в диапазоне энергий излучения $E \approx (0,5 \dots 12)$ кэВ [1—3]. Однако, поскольку такие источники спектров, как лазерная плазма и плазма пинчей, являются импульсными (время жизни плазмы $10^{-11} \dots 10^{-8}$ с), а сами спектры, как правило, содержат сотни спектральных линий в широком спектральном диапазоне, то для таких плазменных источников по-прежнему основным методом регистрации спектров многозарядных ионов в этом спектральном диапазоне являются специальные рентгеновские фотоматериалы. Одним из достоинств фотопленок является возможность снятия на них различных реперных спектров от источников с эталонными длинами волн. Таким образом, процедура измерения длин волн в общих чертах сводится, во-первых, к экспонированию на фотопленку исследуемого спектра; во-вторых, экспонированию реперных спектров, в-третьих, к измерению на фотопленке относительных положений спектральных линий исследуемого спектра и реперных линий и, в-четвертых, к определению длин волн неизвестных линий с помощью математической интерполяции по длинам волн реперных линий, использующихся в качестве стандартов.

Измерение абсолютных значений длин волн спектральных линий в коротковолновом диапазоне является серьезной проблемой из-за наличия множества погрешностей, таких как инструментальные, возникающие из-за неидеальности изготовления спектрографа и компаратора, на котором измеряются относительные положения линий, мелкомасштабные деформации фотопленки в кассете спектрографа и т. д.; погрешности, связанные с изменением параметров внешней среды (колебания температуры, влажности, давления воздуха, вибрации), действующие как при получении спектрограмм, так и при их измерениях; субъективные ошибки экспериментатора, в том числе и ошибочные отождествления реперов; погрешности математической интерполяции, возникающие при аппроксимации реальной дисперсионной кривой спектрографа кривой аналитической; погрешности измерения длин волн реперных ли-

ний как в самом эксперименте, так и в тех, где они были измерены впервые. Так как типичные погрешности, возникающие при измерении длин волн, подробно проанализированы в [4—6], остановимся здесь на специфических проблемах, возникающих при измерении длин волн в мягком рентгеновском диапазоне.

В качестве реперных линий для калибровки спектрографов в мягком рентгеновском диапазоне весьма часто используются характеристические линии рентгеновских спектров нейтральных элементов, возбуждаемых в рентгеновских трубках. Особенно удобно их использовать при исследовании спектров источников типа «вакуумной искры» и «взрывающейся проволоочки», для которых это тем более оправдано, поскольку линии *K*- и *L*-серий нейтральных атомов обычно получают на спектрограммах из-за специфики возбуждения спектров. В этих экспериментах обычно достаточно просто доснять на спектрограмму специальный опорный спектр от рентгеновской трубки, поскольку необходимая высоковольтная аппаратура и вакуумная техника имеются.

Однако при использовании в качестве реперов характеристических линий рентгеновских трубок возникает ряд трудностей для прецизионных измерений длин волн. Эти трудности связаны с тем, что, во-первых, легко могут быть получены спектры только ограниченного числа элементов, а именно тех элементов (обычно металлов), которые можно использовать в качестве антикатодов. Во-вторых, линии имеют значительную ширину и сильную асимметрию, что при фотографической регистрации спектров снижает точность определения положения линий. В-третьих, при использовании спектрографов с большим диапазоном регистрации, а именно спектрографов с плоскими и выпуклыми кристаллами, необходимо очень точно проводить замену источника исследуемого спектра источником опорного спектра (рентгеновской трубкой со щелью). В то же время для вакуумной искры и взрывающейся проволоочки положение «горячей точки», ответственной за излучение в мягком рентгеновском диапазоне, может меняться в пространстве на несколько миллиметров от вспышки к вспышке. Кроме того, поскольку характеристические линии, присутствующие в спектре, могут быть смещены из-за наличия высокотемпературной плотной плазмы, использование спектрографов с плоскими и выпуклыми кристаллами в таких экспериментах не может обеспечить высокую точность измерения длин волн (обычно погрешность определения длин волн составляет порядка 10^{-3}).

При использовании фокусирующих спектрографов жесткость последнего требования значительно снижается, что позволяет уменьшить погрешность измерения длин волн до 10^{-4} . Так, Флемберг [7] еще в 40-х годах с помощью фокусирующего спектрографа по схеме Иоганна измерил длины волн линий He-подобных ионов Mg XI и Al XII в вакуумной искре с достаточно малой относительной погрешностью порядка $5 \cdot 10^{-6}$. Дополнительным обстоятельством, позволившим достичь такой погрешности, являлась малая ширина линий в этих экспериментах, что объясняется низкой температурой плазмы.

Дальнейшее повышение точности определения длин волн на установках типа «вакуумная искра» и «взрывающаяся проволоочка» было достигнуто при использовании системы регистрации рентгеновских спектров на базе электронно-оптического усилителя яркости с использованием двух фокусирующих спектрографов, расположенных во взаимно перпендикулярных направлениях [8]. Использование электронно-оптического усилителя яркости позволило авторам [8] получить спектры за

один разряд малоиндуктивной вакуумной искры и зарегистрировать доплеровский сдвиг спектральных линий за счет направленного движения горячей точки. Такой сдвиг, естественно, может служить существенным источником погрешностей. Применение системы регистрации из двух фокусирующих спектрографов дало возможность измерить длины волн *L*-спектров многозарядных ионов с очень малой погрешностью $\pm(0,0005—0,0012) \text{ \AA}$.

В экспериментах с лазерной плазмой наряду с характеристическими линиями нейтральных атомов более часто используются спектральные линии самих многозарядных ионов, известные с достаточно малой погрешностью. При этом реперные спектры необходимых многозарядных ионов возбуждаются в самой лазерной плазме при замене мишени из исследуемого вещества мишенью из элемента с известным спектром. Остановимся здесь также на основных факторах, которые могут приводить к погрешности измерений длин волн при использовании лазерной плазмы в качестве источника спектров многозарядных ионов. Одной из существенных причин погрешности является уширение спектральных линий. Здесь наиболее важными могут быть три причины: 1) собственное уширение спектральных линий в плазме, главным образом, за счет эффекта Доплера для переходов между низковозбужденными состояниями и эффекта Штарка для высоковозбужденных уровней; 2) сдвиги спектральных линий из-за различных причин, например, направленного разлета плазмы, не совсем точной замены исследуемой мишени мишенью с реперными линиями и т. д.; 3) геометрическое уширение из-за конечных размеров источника излучения.

Как было показано в [1], основным источником погрешности при использовании дефокусирующего или плоского спектрографа для измерения длин волн рентгеновских спектров лазерной плазмы было собственное уширение как реперных, так и измеряемых длин волн. Причем, использование кристаллов слюды, хорошо отражающих во многих порядках, позволило существенно уменьшить погрешность измерения за счет измерений длин волн в высоких порядках отражения. При этом при пересчете длин волн, измеренных для разных порядков, необходимо исключать систематическую погрешность в определении $2d$ кристалла для разных порядков отражения. Следует отметить, что значительное собственное уширение спектральных линий в лазерной плазме и плазме пинчей не позволяет измерить длины волн рентгеновских спектральных линий с погрешностью менее $(3 \dots 5) \cdot 10^{-4}$.

Поскольку измерения длин волн в спектрах многозарядных ионов, с одной стороны, массовые, а с другой — должны быть прецизионными при наличии различных источников погрешностей определения длин волн, весьма существенным является этап математической обработки результатов измерений. Использование традиционных методов проведения дисперсионной кривой точно через реперы с применением различных интерполяционных формул приводит в этих случаях к значительным погрешностям из-за сравнительно невысокой точности измерения положения реперных линий. Гораздо большую точность определения длин волн может обеспечить построение кривой регрессии длин волн реперных линий по отношению к их измеренным положениям на фотопленке. Дисперсионная кривая обычно строится по методу наименьших квадратов с интуитивным выбором степени аппроксимирующего многочлена и сопоставлением с различными длинами волн с последующим отбрасыванием недостаточно точно измеренных реперов. После получения кривой регрессии обычно вычисляют длины волн исследуемых спектров, а точность их определения оценивают по среднему квадратическому отклонению реперов от кривой регрессии.

В [6] было показано, что обычные математические методы обработки спектрограмм основаны на математически некорректно построенных моделях. Действительно, конечной целью анализа спектров является построение по полученным длинам волн энергетической структуры ионов в соответствии с комбинационным принципом Ритца: $E_i - E_k = \nu_{jk}$, где ν_{jk} — волновые числа переходов, определяемые по полученным ранее длинам волн. Однако такая система уравнений в большинстве случаев является переопределенной и решается методом наименьших квадратов. При этом погрешность в определении длин волн какого-либо репера приводит к коррелированным погрешностям в результирующих ν_{jk} при явно неодинаковых погрешностях $\Delta \nu_{jk}$.

Чтобы избежать указанных недостатков, было предложено использовать непосредственно измеряемые в эксперименте величины (положения линий на спектрограммах) при математической обработке результатов, что позволяет почти на порядок повысить точность определения длин волн по сравнению с традиционными процедурами. Особенности обработки являются анализ качества выбираемых реперов для каждой конкретной спектрограммы и построение кривой коррекции теоретической дисперсионной кривой спектрографа. Разработана процедура, обеспечивающая последовательное уточнение оценок длин волн в процессе идентификации линий и состоящая в использовании дополнительно к реперным известным связям между длинами волн линий, принадлежащих определенной энергетической структуре, а также являющихся спектральными порядками отражения. В результате применения максимально возможного количества измерительных данных в единой процедуре удается достигнуть высокой степени надежности длин волн спектральных линий и энергий уровней.

Метод прецизионных измерений длин волн по рентгеновским спектрам излучения рекомбинирующей плазмы. Обычно при измерении длин волн спектральных линий многозарядных ионов в лазерной плазме или плазме пинчей регистрируются спектры ионов, образующихся вблизи поверхности мишени (или в «горячей точке» пинча) в области с максимальной электронной плотностью ($N_e \approx 10^{21} \dots 10^{22} \text{ см}^{-3}$) и температурой ($T_e \approx 300 \dots 2000 \text{ эВ}$), что приводит к большим уширениям спектральных линий и не позволяет измерять их длины волн с предельно малой погрешностью. В случае использования для регистрации спектров светосильных фокусирующих спектрографов (спектрографов по схеме Иоганна со щелью, расположенной параллельно дисперсии или фокусирующих спектрографов с пространственным разрешением (ФСР-1 спектрографов), для которых спектральное разрешение практически не зависит от размера источника, возможна регистрация спектров не только из областей плазмы, где она горячая и плотная, но и на достаточно больших расстояниях (до 10...15 мм). При этом на расстояниях $r > 0,5 \dots 1,0 \text{ мм}$ линии становятся гораздо более узкими, чем в точке образования плазмы, и их ширина составляет $\Delta \lambda \approx 2 \dots 5 \text{ \AA}$ для спектрального диапазона 6—10 \AA .

Это связано с тем, что как было показано в [9—11] в разлетающейся высокотемпературной плазме (на расстояниях $r > 0,5 \dots 1 \text{ мм}$) реализуется нестационарное ионизационное состояние, характеризующееся наличием в областях плазмы с низкой электронной температурой ($T_e < 50 \text{ эВ}$) нехарактерных для такой плазмы многозарядных ионов с высокими потенциалами ионизации ($E_i > 1 \text{ кэВ}$). В то же время, благодаря рекомбинационному заселению уровней многозарядных ионов, такая плазма продолжает высвечивать излучение в рентгеновском диапазоне спектра. При этом различные механизмы уширения контуров спектральных линий (доплеровское,

штарковское уширения), которые доминировали вблизи мишени за счет большой температуры и плотности, резко уменьшаются. Это приводит к тому, что в принципе становится возможной регистрация спектральных линий с шириной, близкой к аппаратной ширине используемых спектрографов и кристаллов. В этом случае в качестве реперных линий целесообразно использовать линии резонансных серий Н-подобных ионов, известных на сегодняшний день с очень высокой точностью [13, 14].

Высокое пространственное разрешение применявшихся спектрографов ФСР-1 позволило для повышения точности измерений длин волн располагать мишени, которые использовались для получения реперных и исследуемых спектров, на расстоянии всего 200 мкм друг от друга. Таким образом, принимая во внимание разумное предположение, что центр линии можно измерить с погрешностью $\Delta \lambda \approx 0,1$, предельно достижимая для предложенного метода погрешность измерения длин волн может составлять в этом спектральном диапазоне $\pm 0,2 \dots 0,5 \text{ \AA}$ ($\Delta \lambda / \lambda \approx (2 \dots 5) \cdot 10^{-5}$), что практически на порядок меньше экспериментальной погрешности, достигнутой ранее в лазерной плазме или плазме пинчей.

Ниже приведен ряд результатов, полученных при использовании метода измерения длин волн, описанного в этом разделе.

Абсолютные измерения длин волн резонансных серий Не-подобного иона Al XII и Ne-подобного иона Ni XIX. Исследование резонансных серий многозарядных ионов представляется весьма актуальной метрологической задачей по целому ряду причин. Во-первых, это традиционная задача экспериментальной атомной спектроскопии (идентификация спектральных линий и измерения их длин волн), позволяющая оценивать качество различных методов чисто теоретического расчета атомных структур. Во-вторых, это важно для развития спектроскопических методов диагностики высокотемпературной плазмы. И, наконец, такие измерения представляют одну из немногих возможностей измерения потенциалов ионизации многозарядных ионов.

Наиболее точные абсолютные измерения длин волн первых членов резонансных серий различных многозарядных Не-подобных ионов были выполнены недавно с помощью установок EBIT [3]. Оказалось, что для переходов с уровней $n = 2, 3$ (n — главное квантовое число) согласие теории и эксперимента составляет порядка $\Delta \lambda / \lambda \approx (1 \dots 5) \cdot 10^{-5}$ и лежит в пределах погрешности эксперимента. Однако прецизионные измерения длин волн переходов с уровней $n \geq 4$ представляют собой гораздо более сложную экспериментальную задачу в силу малой интенсивности таких спектральных линий и их сильного уширения в плазменном микрополе. В стационарных плазменных источниках населенности высоковозбужденных состояний быстро уменьшаются с ростом n , поэтому для их уверенной регистрации необходима плазма очень высокой плотности, в которой эти линии становятся очень широкими, что приводит к росту погрешности определения их длин волн. Естественно, что уменьшение плотности плазмы ведет к уменьшению ширины этих линий, но одновременно резко снижает их интенсивность, что в лучшем случае также снижает точность измерений, а в худшем — делает невозможным саму регистрацию указанных переходов. Поэтому плазменные источники, традиционно использующиеся в спектроскопии многозарядных ионов (вакуумная искра, токамаки, плотная лазерная плазма и, в последнее время EBIT) не позволяют проводить измерения длин волн высших компонентов резонансных серий Не-подобных ионов с точностью, сопоставимой с точностью теоретических расчетов.

Ион	Переход	$\lambda_{\text{теор.}}, \text{ \AA}$				$\lambda_{\text{эксп.}}, \text{ \AA}$		
		а	б	в	г	д	е	ж
Al XIII	$4p^2 P_{3/2,1/2} - 1s^2 S_{1/2}$	—	5,73927	—	—	5,73927*	—	—
Al XII	$1s 12p^1 P_1 - 1s^2 S_0$	5,98272	—	—	5,98271	—	5,98278(50)	5,98271(55)
Al XII	$1s 11p^1 P_1 - 1s^2 S_0$	5,99019	—	—	5,99018	—	5,98981(50)	5,99023(55)
Al XII	$1s 10p^1 P_1 - 1s^2 S_0$	6,00003	—	6,00004	6,00003	6,00035(40)	6,00035*	6,00035*
Al XII	$1s 9p^1 P_1 - 1s^2 S_0$	6,01340	6,01340	6,01340	6,01340	6,01314(40)	6,01323(40)	6,01340(40)
Al XII	$1s 8p^1 P_1 - 1s^2 S_0$	6,03217	6,03219	6,03219	6,03218	6,03255(40)	6,03255*	6,03255*
Al XIII	$3p^2 P_{3/2,1/2} - 1s^2 S_{1/2}$	—	6,05291	—	—	6,05291*	—	6,05282(40)
Al XII	$1s 7p^1 P_1 - 1s^2 S_0$	6,05976	6,05976	6,05979	6,05978	6,06007(30)	6,06007*	6,06007*
Al XII	$1s 6p^1 P_1 - 1s^2 S_0$	6,10276	6,10276	6,10282	6,10279	—	6,10281(40)	6,10279(40)

* Использовались в качестве реперных длин волн; цифры в скобках означают погрешность

Как было показано выше, ситуация меняется при использовании нестационарной, а именно, рекомбинирующей плазмы, где зависимость населенностей уровней от n имеет существенно другой (обычно, немонотонный) характер. В этом случае можно получить эмиссионный спектр, в котором линии будут достаточно узкими (из-за не слишком высокой плотности плазмы) и в то же время достаточно интенсивными (за счет эффективности рекомбинационного канала заселения высоколежащих состояний). Такая рекомбинирующая плазма может быть получена, например, при распаде микропинчей или в процессе разлета лазерной плазмы. Именно такие плазменные источники были использованы для измерения длин волн высших ($n = 6 \dots 12$) компонентов резонансной серии He-подобного иона Al XII [15].

В первом случае для создания плазмы использовался

взрыв двух алюминиевых проволочек в геометрии X-пинча, а во втором — лазерная установка на Nd-стекле (импульс 6—15 Дж при длительности 1 нс, плотность потока на мишени порядка 10^{13} Вт/см²). В обоих случаях рентгеновское излучение плазмы регистрировалось спектрографами ФСР-1 с кристаллами слюды, изогнутыми по сферическим поверхностям радиусов $R_1 = 100$ мм и $R_2 = 186$ мм.

Полученные спектры содержали высшие члены резонансной серии $1snp^1 P_1 - 1s^2 S_0$ ($n = 6 \dots 12$) He-подобного Al XII и линии Ly_β и Ly_γ H-подобного Al XIII. Использование высокосветосильных спектрографов позволило наблюдать спектры, излучаемые сравнительно разреженными плазменными областями, где ширина спектральных линий достаточно мала (около 3 мÅ), и сделало возможными измерения длин волн с относительной погрешностью $\Delta\lambda/\lambda \approx (5 \dots 8) \cdot 10^{-5}$.

Таблица 2

Источник НСП	Значение относительной погрешности, $\Delta\lambda/\lambda$
Неидеальность изготовления спектрографа, кристалла и т. д.	10^{-5}
Различия в геометрических факторах при измерении реперного и исследуемого спектра	10^{-5}
Влияние ширины спектральной линии в плазме	$2 \cdot 10^{-5}$
Погрешность аппроксимации при описании реальной дисперсионной кривой в аналитическом виде	10^{-5}
Погрешность определения реперной длины волны	10^{-7}
Погрешность микроденситометра	10^{-5}
Суммарная НСП $\theta = \pm K \sqrt{\sum_{i=1}^N \theta_i^2}$	$4 \cdot 10^{-5}$ ($K = 1,4$ при $P = 0,99$, $N = 6$)
СКО $S(x) = \sqrt{\sum_{i=1}^m S_i^2(x)}$	10^{-5}
Доверительная граница случайной погрешности результата измерений $\varepsilon(P) = Z_{P/2} S(x)$	$2,6 \cdot 10^{-5}$ (при $P = 0,99$, $Z_{0,99} = 2,58$)
СКО $S_\Sigma = \sqrt{S^2 + \frac{1}{3} \sum_{i=1}^N \theta_i^2}$	$1,5 \cdot 10^{-5}$
Доверительная граница суммарной погрешности результата измерений $\Delta P = K_\alpha [\theta(P) + \varepsilon(P)]$	$3,9 \cdot 10^{-5}$ (при $K_\alpha = 0,71$)

Полученные значения длин волн вместе с погрешностью измерений приведены в табл. 1, где а, б, в, г — см. [15]; д — эксперимент с лазерной плазмой (спектрограф $R = 100$ мм); е — эксперимент с лазерной плазмой (спектрограф $R = 186$ мм); ж — эксперимент с X-пинчем (спектрограф $R = 100$ мм). Из табл. 1 видно, что разница значений длин волн, полученных в различных экспериментах, меньше, чем наша оценка погрешности измерений, приведенная в табл. 2. Это может означать, что в действительности погрешность измерений несколько меньше (на 30—50 %), чем указанная в табл. 1. Следует отметить, что в [2] показано, что для рентгеновского диапазона спектра точность современных квантово-электродинамических расчетов для первых элементов резонансных серий H- и He-подобных ионов столь высока, что они с успехом могут использоваться в качестве стандартных реперных длин волн. Из результатов [15] это утверждение может быть расширено и на более высокие члены резонансной серии, что позволит улучшить ситуацию со стандартными реперными длинами волн при систематических измерениях длин волн различных изоэлектронных последовательностей спектров многозарядных ионов.

Результаты, приведенные в табл. 1, были использованы для определения потенциала ионизации He-подобного иона Al XII, который составил $2085,98 \pm 0,10$ эВ, что хорошо согласуется с теоретическими значениями. Следует отметить, что поскольку достигнутая экспериментальная погрешность примерно в 3 раза меньше, чем значение квантово-электродинамических поправок, и примерно в 10 раз меньше, чем значение поправок, связанных с межэлектронным взаимодействием, то настоящие измерения являлись прямым тестированием влияния этих поправок на значение потенциала ионизации He-подобного иона Al XII.

Подобная же методика получения спектров и прецизионного измерения длин волн спектральных линий $n'l - 2'l'$ ($n = 4 \dots 15$), а также измерение энергии ионизации основного состояния была использована нами для He-подобного иона Ni XIX [16]. Длины волн указанных переходов были измерены с погрешностью $\pm(0,5 \dots 2,5)$ мÅ при использовании в качестве реперов спектральных линий H- и He-подобных ионов Na, Mg и Cl. Был также измерен потенциал ионизации He-подобного иона Ni XIX, который составил $1540,1 \pm 0,5$ эВ. Кроме того, анализ относительных интенсивностей наблюдавшихся спектральных линий позволил экспериментально подтвердить наличие сильного взаимодействия конфигураций $2s^2 2p^5 5d$ и $2s^2 2p^6 4p$.

1. **Бойко В. А. и др.** // Итоги науки и техники. Сер. Радиотехника. Т. 27. — М., 1980 (J. Sov. Las. Research — 1985. — V. 6. — P. 85).
2. **Бойко В. А. и др.** Рентгеновская спектроскопия многозарядных ионов. — М.: Энергоатомиздат, 1988.
3. **Selected publications from the Electron Beam Ion Trap Program of Lawrence Livermore National Laboratory, May 1992.**
4. **Зайдель А. Н., Шредер Е. Я.** Вакуумная спектроскопия и ее применение. — М.: Наука, 1976.
5. **Малышев В. И.** Введение в экспериментальную спектроскопию. — М.: Наука, 1979.
6. **Ковалев В. И., Кононов Э. А.** / Институт спектроскопии АН СССР. — Троицк, 1985. — Препринт № 9.
7. **Flemberg Н.** // Ark. Mat. Astron. Fys. — 1942. — V. 28. — P. 3.
8. **Аглицкий Е. В. и др.** // Оптика и спектроскопия. — 1986. — Т. 60. — С. 197.
9. **Faenov A. Ya. e. a.** // Abstract of 10 th International Colloquium on UV and X-ray Spectroscopy of Astrophysical and Laboratory Plasmas. — USA, Berkley, 3—5 Febr., 1992. — P. 52.
10. **Dyakin V. M. e. a.** // Physica Scripta. — 1995. — V. 52. — P. 201.
11. **Скобелев И. Ю., Фаенов А. Я.** / Взаимодействие лазерного излучения сверхвысокой интенсивности с плазмой // Тр. ИОФАН. — 1995. — Т. 50. — С. 112.
12. **Магунов А. И. и др.** // ЖЭТФ. — 1995. — Т. 108. — С. 1625.
13. **Бойко В. А. и др.** Спектроскопические константы атомов и ионов. — М.: Изд-во стандартов, 1988.
14. **Фаенов А. Я. и др.** Водород, водородоподобные ионы с зарядами ядер $z < 50$. Потенциалы ионизации, длины волн, силы осцилляторов и радиационные вероятности лаймановских переходов. // Таблицы рекомендуемых справочных данных ГСССД Р 400—91 от 10.06.1991.
15. **Остерхельд А. и др.** // Квантовая электроника. — 1996. — Т. 23. — С. 359.
16. **Магунов А. И. и др.** // ЖЭТФ. — 1996. — Т. 110. — С. 499.