

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ
УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ПРОФЕССИОНАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ
«ПЕТРОЗАВОДСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ»

На правах рукописи

Когочев Антон Юрьевич

ИЗУЧЕНИЕ ПРОЦЕССОВ ВОЗБУЖДЕНИЯ ПРИ СТОЛКНОВЕНИЯХ
АТОМОВ АРГОНА НИЗКИХ ЭНЕРГИЙ

Специальность – 01.04.04 – физическая электроника

Диссертация на соискание ученой степени кандидата
физико-математических наук

Научный руководитель
доктор физико-математических наук,
В. И. Сысун

Петрозаводск – 2013

ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	3
ГЛАВА 1. ИССЛЕДОВАНИЕ НЕУПРУГИХ ПРОЦЕССОВ ПРИ СТОЛКНОВЕНИИ АТОМОВ Ar I НИЗКИХ ЭНЕРГИЙ	6
1.1 Процессы ионизации.....	6
1.2 Процессы возбуждения.....	23
ГЛАВА 2 МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЯ СЕЧЕНИЙ ВОЗБУЖДЕНИЯ АТОМНЫХ УРОВНЕЙ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА	45
2.1 Методика измерения сечений возбуждения.....	45
2.2 Назначение и состав экспериментальной установки.....	47
2.3 Источник ионов и быстрых атомов	49
2.4 Детектор быстрых атомов	52
2.5 Система регистрации оптического излучения	55
2.6 Вакуумная система.....	62
2.7 Измерительно-вычислительный комплекс и программное обеспечение.....	65
2.8 Выбор диапазона давлений газа-мишени	70
2.9 Оценка погрешности измерений.....	72
ГЛАВА 3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ.....	74
3.1 Спектр возбуждения атома аргона	74
3.2 Сериальные закономерности в сечениях возбуждения Ar I.....	77
3.3 Зависимости сечений возбуждения уровней Ar I и степени поляризации от энергии столкновения атомов аргона.....	81
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	85
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ.....	87

ВВЕДЕНИЕ

Столкновения атомов аргона, как с легкими, так и с тяжёлыми частицами являются объектом многочисленных экспериментальных и теоретических исследований. Однако до сих пор наименее изученной остаётся область низких энергий в симметричных столкновениях, то есть область таких энергий соударения частиц, в которой относительная скорость сталкивающихся атомов много меньше скорости атомных электронов. В данной области энергий практически отсутствуют количественные данные об эффективности различных каналов изменения внутренней энергии взаимодействующих частиц, мало исследованы механизмы заселения возбужденных состояний, отсутствуют количественные данные о полных и дифференциальных сечениях возбуждения уровней Ar I с главным квантовым числом $n > 3$ и их зависимости от энергии сталкивающихся частиц, практически нет данных о поляризации возбуждаемого излучения, нет теоретических моделей, адекватно интерпретирующих наблюдаемые закономерности. Уточнение представлений о взаимодействии атомов аргона низких энергий необходимо для развития физики плазмы, ее различных приложений, а также представляет значительный интерес для квантовой теории рассеяния и теории строения атома.

Данная работа посвящена исследованию процессов возбуждения уровней Ar I при столкновениях атомов аргона в основном состоянии с аргоновой мишенью в диапазоне энергий соударения от порога до 500 эВ (с. ц. м.), в условиях, соответствующих применимости адиабатического приближения.

Целью работы являлось экспериментальное измерение абсолютных сечений и изучение механизмов возбуждения атомных состояний аргона в интервале главных квантовых чисел от 4 до 6 в указанной области энергий, исследование поведения сечений возбуждения в сериях в зависимости от главного квантового

числа, а также измерение поляризации излучения атомов в зависимости от энергии налетающих частиц.

Экспериментальное исследование процессов возбуждения атомных уровней при взаимодействии пучка быстрых атомов аргона с газовой мишенью осуществлялось методами оптической спектроскопии в условиях однократных столкновений.

Диссертация состоит из введения, трёх глав, заключения и списка литературы. Содержит 94 страницы, 43 рисунка, 11 таблиц. Список литературы содержит 76 наименований.

В первой главе рассматриваются основные результаты экспериментального и теоретического исследования процессов возбуждения и ионизации при столкновениях атомов аргона в основном состоянии в диапазоне энергий соударения от порога до нескольких кэВ. Наибольшее внимание уделено механизмам процессов и возможным каналам реакций.

Во второй главе описана методика измерения сечений возбуждения атомных уровней при столкновении тяжелых частиц, а также проанализированы факторы, влияющие на достоверность результатов. Рассмотрена методика и результаты выбора диапазона давлений газа-мишени, в котором выполняется условие однократности столкновений. Определена систематическая погрешность измерений. Кроме того, в этой главе представлено описание автоматизированной экспериментальной установки для исследования процессов возбуждения при атом-атомных и ион-атомных столкновениях в диапазоне энергий налетающих частиц от 50 до 1000 эВ. Обсуждена схема измерительно-вычислительного комплекса на основе персонального компьютера и системы КАМАК, структура программного обеспечения. Описана конструкция источника пучка ионов и быстрых атомов гелия, детектора быстрых частиц, системы регистрации оптического излучения, а также модуля вакуумного обеспечения. Приводятся основные характеристики и параметры экспериментальной установки.

В третьей главе приведены результаты исследования процессов возбуждения уровней Ar I при взаимодействии атомов аргона в основном

состоянии в диапазоне энергий столкновения от порога до 500 эВ (с. ц. м.). Рассматривается спектр возбуждения атома Ar I (зарегистрированы переходы с уровней с главным квантовым числом $4 \leq n \leq 8$), поведение сечений возбуждения спектральных линий в сериях для переходов между состояниями, соответствующими конфигурациям $\text{Ar}(3p^5 np)$ и $\text{Ar}(3p^5 4s)$ ($4 \leq n \leq 6$), функции возбуждения $4p[3/2]_2$ -, $4p'[3/2]_2$ -, $4p'[1/2]_1$ - и $4p'[3/2]_1$ -уровней в указанном диапазоне энергий столкновения, функции поляризации излучения для переходов с уровней с $n = 4$. Указанные данные позволили определить эффективность различных каналов возбуждения атомных состояний Ar I, а также исследовать механизм заселения возбужденных уровней.

В заключении кратко сформулированы основные результаты работы.

Материалы данной работы были представлены на семнадцатой (XVII) Всероссийской научной конференции студентов-физиков и молодых ученых, Всероссийской (с международным участием) конференции по физике низкотемпературной плазмы (ФНТП-2011), Третьей международной конференции «Current Developments in Atomic, Molecular, Optical and Nano Physics» (CDAMOP 2011, Delhi University, Delhi, India), II Международной заочной научно-практической конференции «Инновации в науке: Пути развития», XIX Международной конференции “Gas Discharges and Their Applications” (GD 2012, Beijing, China) и опубликованы в материалах конференций и других изданиях.

ГЛАВА 1. ИССЛЕДОВАНИЕ НЕУПРУГИХ ПРОЦЕССОВ ПРИ СТОЛКНОВЕНИИ АТОМОВ Ar I НИЗКИХ ЭНЕРГИЙ

В этой главе рассматриваются основные результаты экспериментального и теоретического исследования процессов возбуждения и ионизации при столкновении атомов аргона в основном состоянии в диапазоне энергий соударения от порога до нескольких кэВ. Основное внимание уделено механизмам процессов и возможным каналам реакций.

При интерпретации неупругого взаимодействия используется квазимолекулярная модель атомных столкновений [1-5]. В рамках этой модели неупругие процессы рассматриваются как результат переходов между молекулярными состояниями образующейся на время столкновения квазимолекулы в областях сближения или пересечения соответствующих этим состояниям потенциальных кривых. Так как в конечные состояния изолированных частиц система может придти в результате переходов между разными промежуточными состояниями, то задача определения механизма неупругого процесса в этой модели сводится к исследованию схемы цепочек, ведущих к одному и тому же конечному состоянию.

1.1 Процессы ионизации

Неупругие столкновения между атомами Ar низких энергий исследовались с различных точек зрения. В ранних работах основное внимание уделялось процессам ионизации [6-9].

Полное сечение ионизации атома Ar быстрыми атомами Ar и пороговое сечение процесса были измерены в работе [7]. Сечение ионизации (точнее, сумма сечений ионизации и обдирки, так как в этом эксперименте измерялся полный ток эжектированных электронов) определено в диапазоне энергий соударения от 1.5 до 500 эВ (здесь и ниже энергия столкновения и углы рассеяния приводятся в системе центра масс) (см. рисунок 1). Систематическая погрешность полного

сечения, по оценке авторов, составила $\pm 30\%$. Энергетический порог был равен 15.8 эВ, пороговое значение сечения ионизации составило $1.8 \cdot 10^{-21} \text{ см}^2$.

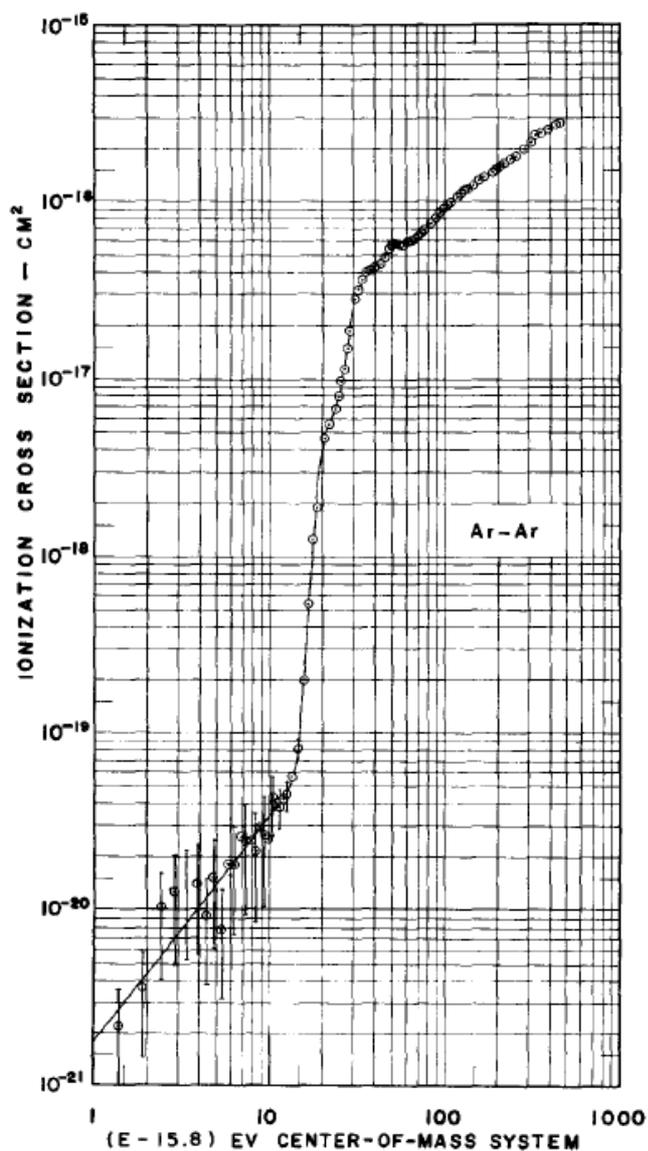
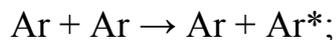


Рисунок 1 – Полное сечение ионизации для столкновений аргона с использованием H_2 в качестве газа, нейтрализующего пучок

Авторы предположили, что наблюдаемая структура между 50 и 150 эВ является результатом взаимодействия двух атомов аргона в основном состоянии.

В качестве механизма ионизации авторы воспользовались предположениями [10] об ионизации как процессе, проходящем в два этапа:

1. Сначала в результате столкновения нейтральных частиц образуются возбужденные атомы:



2. Затем столкновения между возбужденными атомами и атомами в основном состоянии приводят к образованию ионов:



Кроме того, в этой работе была предпринята попытка измерить сечение образования метастабильных состояний атомов аргона. Образование этих состояний детектировалось по пеннинговской ионизации молекул ацетилена, поскольку внутренняя энергия всех метастабильных состояний аргона превышает энергию ионизации ацетилена, которая составляет 11.4 эВ. (Давление ацетилена в смеси Ar–C₂H₂ газа-мишени составляло 10⁻⁴ Тор.) Чтобы избежать прямой ионизации ацетилена пучком атомов авторы ограничили диапазон энергий налетающих частиц энергией в 30 эВ. Образование метастабильных состояний регистрировалось по току электронов между пластинами детектора в камере столкновений.

Основываясь на предположении, что углы рассеяния быстрых возбужденных атомов не велики, авторы оценили число образующихся возбужденных атомов. При энергии столкновения в 14.5 эВ (с. ц. м.) сечение заселения метастабильных состояний составило $(3.6 \pm 2.4) \cdot 10^{-20}$ см².

Зависимость сечения возбуждения метастабильных состояний от энергии столкновения атомов аргона приведена на рисунке 2.

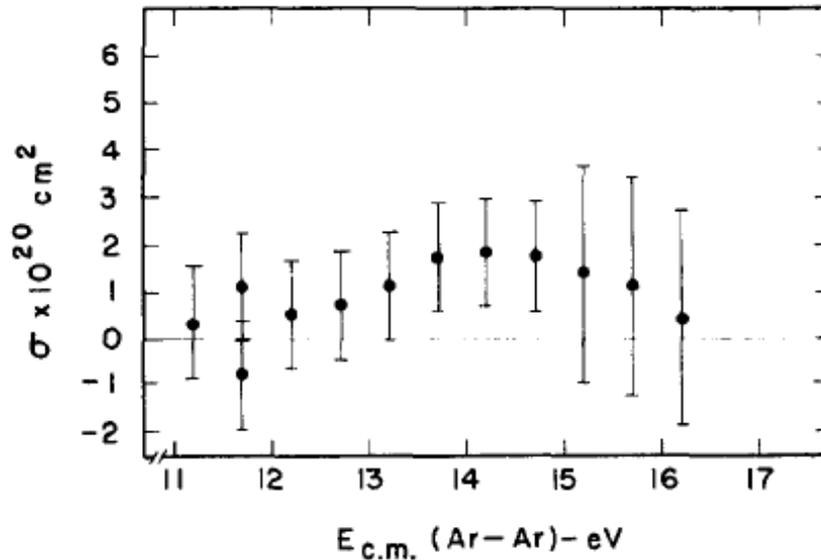


Рисунок 2 – Зависимость сечения образования метастабильных атомов аргона от энергии столкновения (в системе центра масс). С учетом эффективности регистрации фактическое значение сечения оценивается как 2σ [11]

Попытка более детального анализа процесса ионизации была предпринята в работе [8], в которой было измерено полное сечение ионизации, а также были измерены спектры энергий ионов и электронов, образующихся при столкновении атомов аргона (энергия варьировалась от 28.5 до 120 эВ).

На рисунке 3 приведено сравнение полного сечения ионизации для столкновений Ar с результатами, полученными в работах [6] и [7]. Данные авторов, нормированные к данным из работ [6] и [7], достаточно хорошо согласуются за исключением области низких энергий, в которой результаты из работы [7] меньше. Последнее, вероятно, объясняется тем, что в работе [7] пучок нейтральных атомов получался путем нерезонансной перезарядки на водороде, что позволило избежать образования метастабильных состояний.

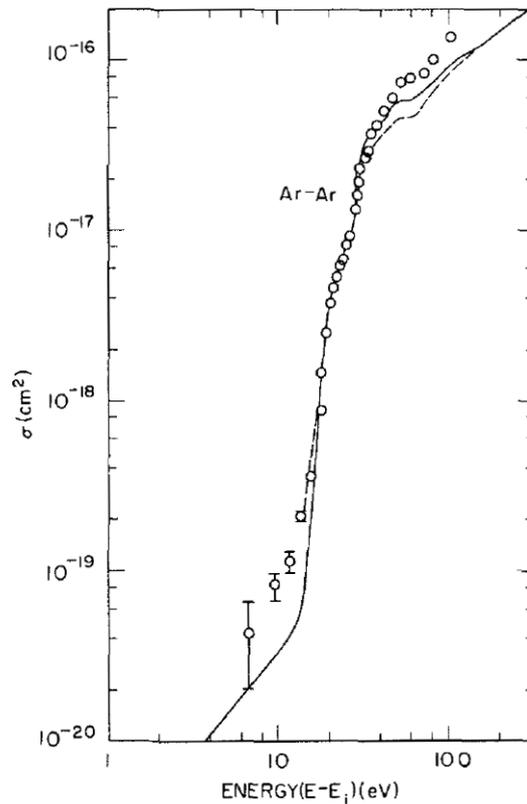


Рисунок 3 – Зависимость полного сечения ионизации от энергии столкновения атомов аргона: работа [6] (---); [7] (-), [8] (o)

Энергетические спектры рассеянных электронов и ионов были получены методом задерживающего потенциала. На рисунке 4 приведены спектры эжектированных электронов при столкновениях атомов аргона.

В спектрах присутствует выраженный пик с центром при нулевой энергии. По мнению авторов, заметное уширение этого пика может быть обусловлено как погрешностями эксперимента, так и столкновениями, в которых система проходит точку пересечения термов и автоионизуется, в соответствии с механизмом ионизации, предложенным в работе [12]. Также наблюдается максимум около 6 эВ, а при более высоких энергиях падающего пучка появляется пик около 9.5 эВ. В других работах [13-16] также наблюдались похожие пики при энергиях 6, 9.4, 10.0, 10.8 эВ [13, 14], 6.5 эВ [15], 5 и 12 эВ [16]. В данной работе авторы объясняют наблюдаемые пики автоионизационными состояниями отдельного атома аргона, а не автоионизационными состояниями квазимолекулы.

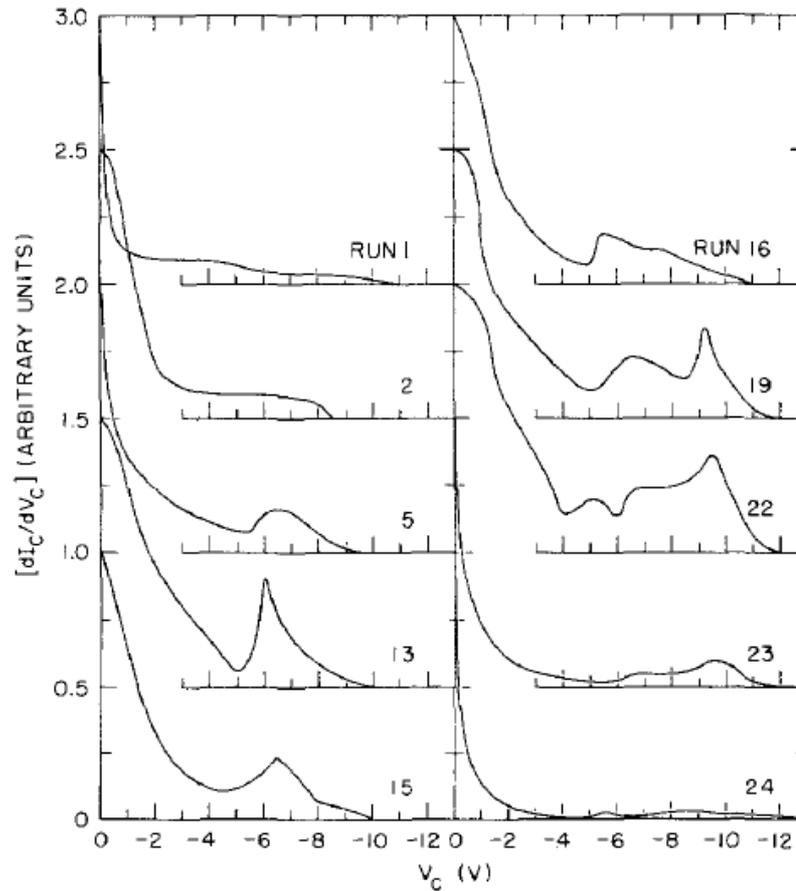


Рисунок 4 – Спектры эжектированных электронов при столкновениях атомов аргона. Кривые получены путем графического дифференцирования зависимости тока частиц (I_c) от задерживающего потенциала (V_c) и нормированы на значение тока при $V_c = 0$ В

Измерения, проведённые авторами, на основе зависимости тока эжектированных электронов от задерживающего потенциала и электронных энергетических спектров показывают, что пик при 6 эВ составляет от 10 % до 17 % наблюдаемого электронного тока для энергии падающего пучка между 74 и 81 эВ, однако при энергии падающего пучка 66.7 эВ ток электронов не наблюдался. Структура, наблюдаемая при энергии падающего пучка от 66 до 81 эВ, появляется за счет реакции, связанной с неупругой потерей 15.8 эВ. Кроме того, авторы заключили, что в диапазоне энергий пучка от 66 до 76 эВ ионы образуются только в столкновениях обратного рассеяния.

Позднее анализ энергий эжектированных электронов [9] позволил идентифицировать возможные механизмы ионизации.

Спектры электронов для столкновений Ar^+-Ar , измеренные в работе [9] под углом 90° к пучку быстрых частиц и нескольких энергиях столкновения показаны на рисунке 5, а при энергии столкновения 1 кэВ на рисунке 6. Ниже 2 эВ электронный спектр не измерялся, а выше 17 эВ зарегистрировать заметный ток эжектированных электронов не удалось.

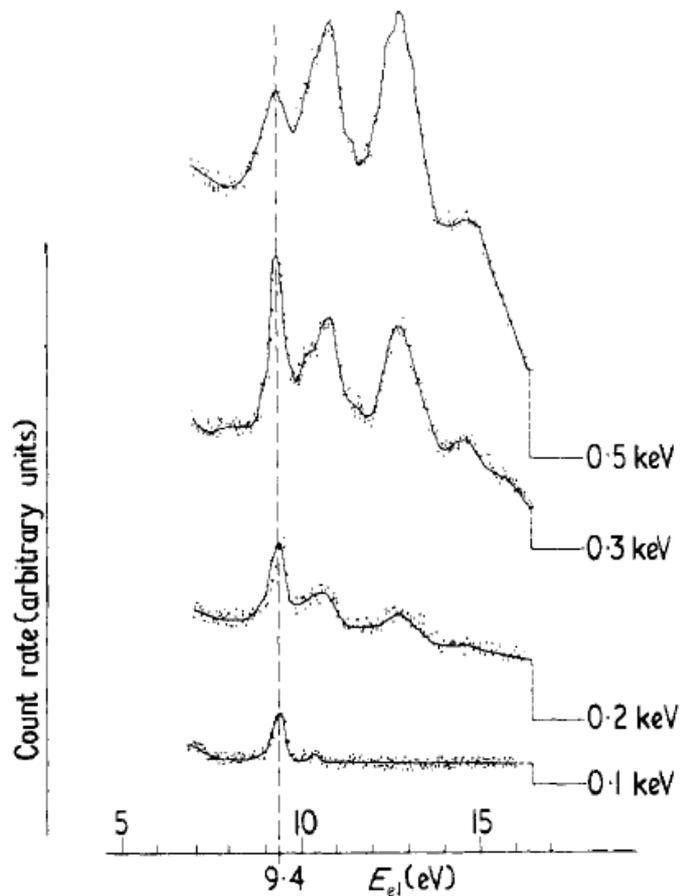


Рисунок 5 – Спектры для системы Ar^+-Ar при $\theta = 90^\circ$ и нескольких энергиях столкновения

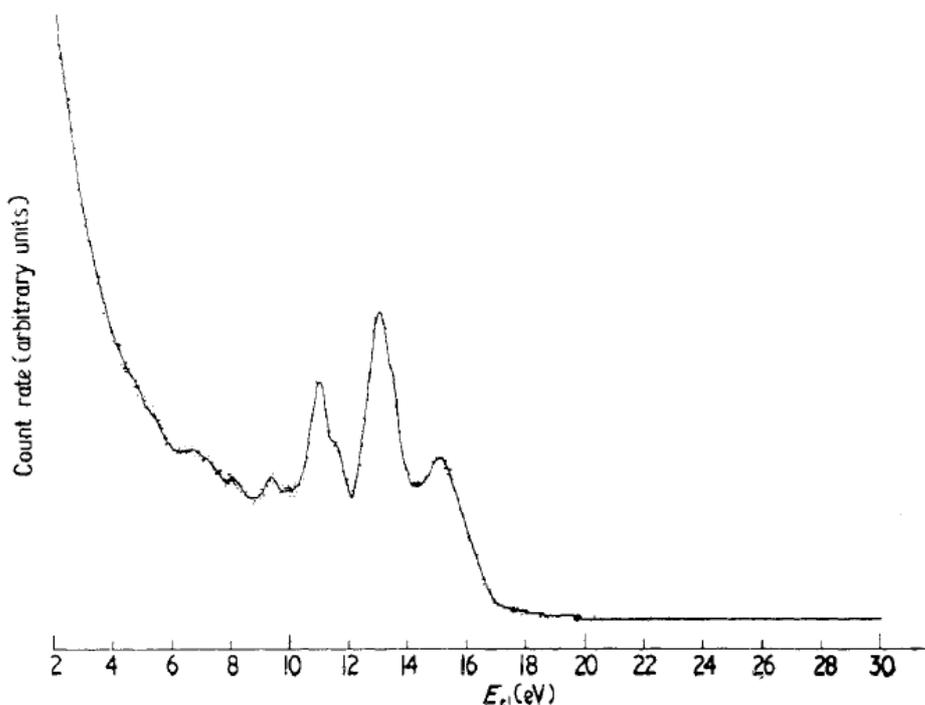
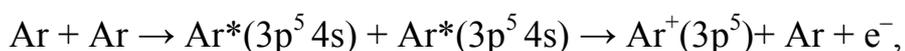


Рисунок 6 – Спектр эжектированных электронов для системы Ar^+-Ar (энергия столкновения – 1 кэВ)

Представленный спектр авторы интерпретируют как результат распада автоионизационных состояний [17]. Данные пики главным образом обусловлены распадом состояний с конфигурациями $\text{Ar}(3s3p^6 nl)$ и $\text{Ar}(3p^4 nlnl')$ с небольшими l и n . Пик при 9.4 эВ обусловлен заселением самого низколежащего автоионизационного состояния конфигурации $\text{Ar}(3s3p^6 4s)$, а самый интенсивный пик обусловлен заселением ряда дважды возбужденных состояний. Остальные пики также обусловлены распадом АИ-состояний. Уширение пиков объясняется эффектом Доплера.

Спектры для системы $\text{Ar}-\text{Ar}$ представлены на рисунке 7. В отличие от случая $\text{Ne}-\text{Ne}$ и $\text{Ne}-\text{Ne}$ в спектре наблюдаются не только пики от молекулярной ионизации и распада отрицательных ионов, но и автоионизационные пики: самый низкий пик при 7.2 эВ – лучше всего видный при энергии столкновения 0.4 кэВ – авторы приписывают следующему процессу автоионизации квазимолекулы:



который после использования соотношения $E_{el} \approx E^*(3p^5 4s) + E^*(3p^5 4s) - IP(\text{Ar})$ должен приводить к пику при 7.3 эВ, где $IP(\text{Ar})$ – энергия ионизации аргона.

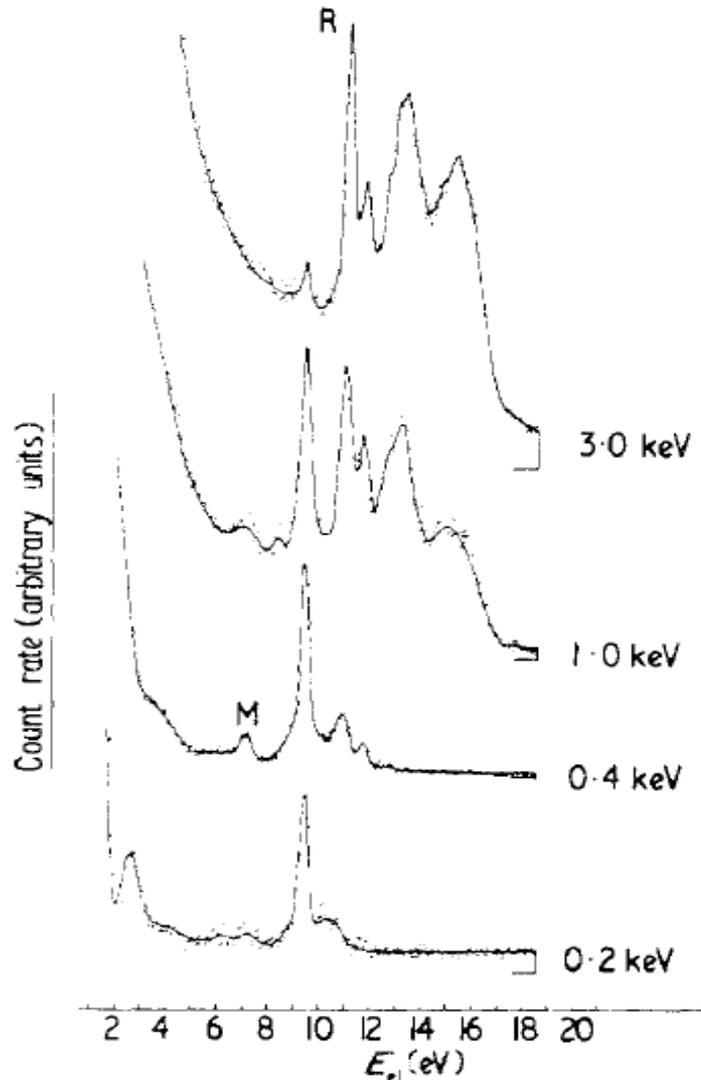


Рисунок 7 – Спектр эжектированных электронов в симметричных столкновениях атомов аргона при $\theta = 90^\circ$ и нескольких энергиях столкновения. "М" – структура обусловленная автоионизацией квазимолекулы. Пик «R» возникает, вероятно, за счет распада $\text{Ar}^{*-}(3p^5 4s^2)$ (см. текст). Другие структуры вызваны автоионизацией дважды возбуждённого атома Ar^{**}

Выделяющийся (самый высокий) пик при 9.4 эВ – также наблюдаемый и в спектре $\text{Ar}^+ - \text{Ar}$ – обусловлен автоионизацией состояния $\text{Ar}(3s3p^6 4s)^1S$ в основное ионное состояние. Следующий пик, лежащий примерно на 10.4 эВ при энергии

столкновения 0.2 кэВ и смещающийся с увеличением энергии столкновения до 11.1 эВ, авторы приписывают образованию и распаду резонансных состояний $Ar^{*-}(3p^5 4s^2)^2 P_{3/2,1/2}$. В пределе разделённых атомов эти состояния эжектируют электроны с энергией 11.1 эВ и 11.3 эВ. Измеренное авторами смещение показывает, что распад резонансного состояния происходит там, где кулоновская потенциальная кривая $Ar^+ - Ar^-$ изменяется с изменением расстояния (т. е. при средних межъядерных расстояниях). Экстраполяция положения пика с использованием соотношения

$$\Delta E_p = E_p(E_i = \infty) - E_p(E_i) = 1/(2v\tau) \quad (1.1)$$

на бесконечную энергию столкновения приводит к истинной энергии эжектированных электронов $E_p(E_i \rightarrow \infty) = 11.2 \pm 0.1$ эВ, что хорошо согласуется с энергией резонансного состояния. Подтверждением данной интерпретации является то, что пик при 11 эВ не наблюдается в спектрах $He^+ - Ar$ и $He - Ar$, полученных авторами ранее [17].

Если время жизни τ резонансного состояния оценить по наклону $E_p(E_i)$, то $\tau = 4.5 \cdot 10^{-14}$ с. Характер поведения $E_p(E_i)$, построенной в зависимости от обратной скорости $1/v$ (соотношение (1.1)), связан с уменьшением τ с увеличением расстояния между ионами Ar^+ и Ar^{*-} .

Присутствие автоионизационных пиков в спектре $Ar - Ar$ авторы объясняют тем, что разность энергий возбужденных состояний в симметричных системах типа $A^* - A^*$ и $A - A^{**}$ (например, $He^*(1s2s) - He^*(1s2s)$ или $He(1s^2) - He^{**}(2s^2)$) уменьшается с увеличением массы взаимодействующих атомов. Авторами показано, что для систем $He - He$, $Ne - Ne$, $Ar - Ar$, и $Kr - Kr$ эта разность уменьшается следующим образом: $\Delta E \approx 20$ эВ (He), $\Delta E \approx 10$ эВ (Ne), $\Delta E \approx 2$ эВ (Ar), и $\Delta E \approx 2$ эВ (Kr). Приведённые значения относятся к низшим состояниям каждого типа. Поскольку возбуждаются состояния типа $A^* - A^*$, то для систем $Ar - Ar$ и $Kr - Kr$ весьма вероятно и одновременное возбуждение типа $A - A^{**}$ благодаря непосредственной близости термов соответствующих состояний.

Связь между этими типами состояний, вероятно, усиливается тем, что термы, ведущие к образованию ионов A^+ и A^{*-} , располагаются между термами,

которые соответствуют системам A^*-A^* и $A^{**}-A$, и при средних межъядерных расстояниях приводят к заселению автоионизационных состояний (за счет серии квазипересечений).

В случае симметричных ион-атомных столкновений (A^+-A) к автоионизации могут приводить два типа состояний – $A^{+*}-A^*$ и A^+-A^{**} . Во всех столкновениях типа A^+-A наблюдаются автоионизационные пики, поскольку энергии этих состояний в пределе разъединенных атомов близки друг к другу, что обуславливает их сильную связь на малых расстояниях независимо от вида атомов.

Авторы работы [18] изучили ионизацию при неупругом рассеянии $Ar + Ar$ при энергиях пучка 2.00, 2.50, и 3.00 кэВ в угловом диапазоне от 2.0° до 12.0° . Кроме того, авторы провели измерение вероятности ионизации $P_i(E_0, \theta)$ для указанных углов. Обнаружить рассеянные ионы Ar^- и Ar^{++} в эксперименте не удалось.

На рисунках 8 и 9 представлена зависимость вероятности ионизации P_i от приведенного угла рассеяния τ ($\tau = E_0 \cdot \theta$).

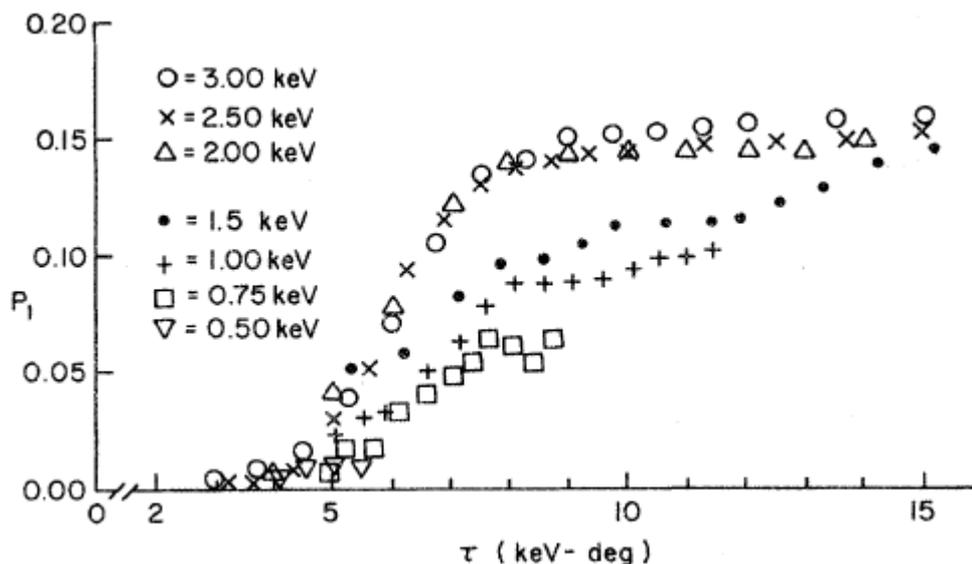


Рисунок 8 – Зависимость вероятности ионизации от приведенного угла рассеяния

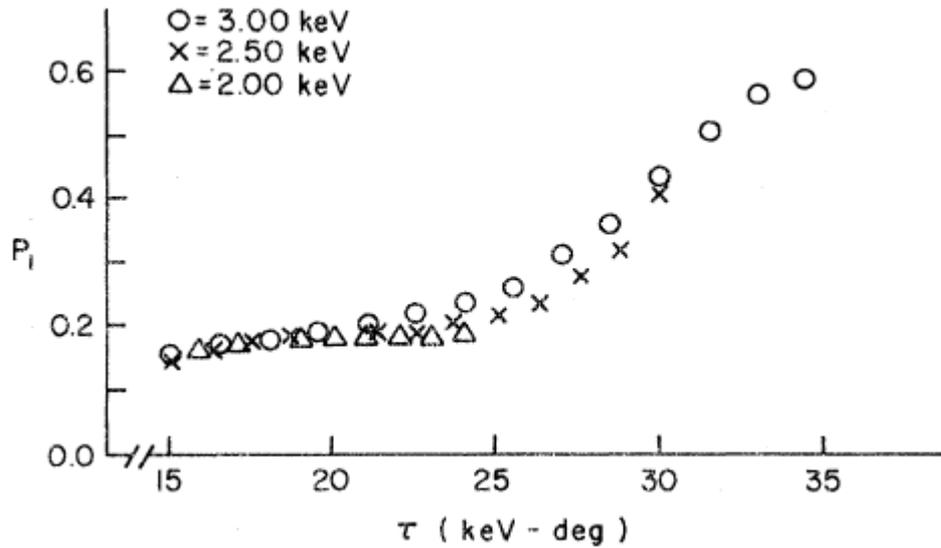


Рисунок 9 – Зависимость вероятности ионизации от приведенного угла рассеяния

Для изучения неупругих потерь энергии для разных углов рассеяния авторы использовали столкновения $\text{Ar}^+ + \text{Ar}$, поскольку, во-первых, упруго рассеянные частицы в столкновениях $\text{Ar} + \text{Ar}$ нейтральны и, во-вторых, упруго рассеянные Ar^+ ионы из столкновений $\text{Ar}^+ + \text{Ar}$ имеют в основном те же энергии, что и упруго рассеянные атомы Ar из $\text{Ar} + \text{Ar}$ столкновений. Положение упругого пика для системы $\text{Ar}^+ + \text{Ar}$ определялось для каждого спектра потерь энергии при столкновениях атомов аргона. На рисунке 10 приведена типичная пара спектров энергетических потерь. Нулевое положение шкалы потерь энергии соответствует пику упругого рассеяния для системы $\text{Ar}^+ + \text{Ar}$.

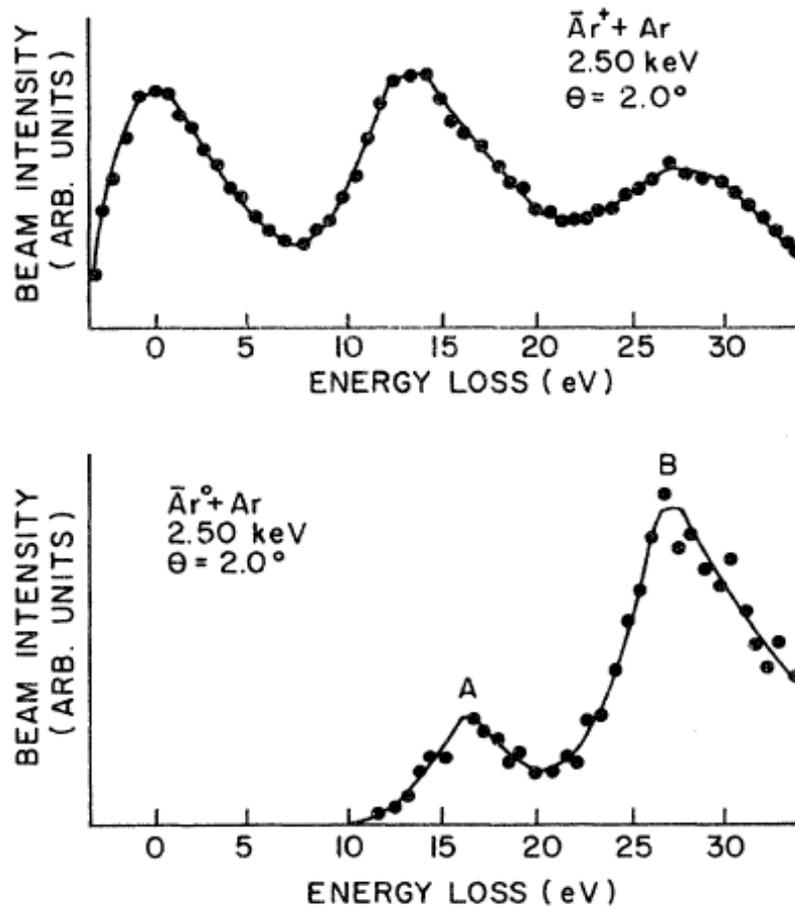


Рисунок 10 – Спектры потерь энергии иона Ar^+ при $Ar^+ + Ar$ и $Ar + Ar$ столкновениях

Несколько спектров потерь энергии, полученных при энергии столкновения 3.00 кэВ, показаны на рисунке 11. На нём можно выделить пики при 18, 29 и 45 эВ и, возможно, ещё один при 60 эВ.

При увеличении угла θ авторы обнаружили смещение спектров в сторону больших потерь энергии. Двугорбая структура спектров обнаруживается при всех исследованных энергиях и углах. Пикам А соответствуют потери энергии порядка 18 эВ, пикам В – 29 эВ.

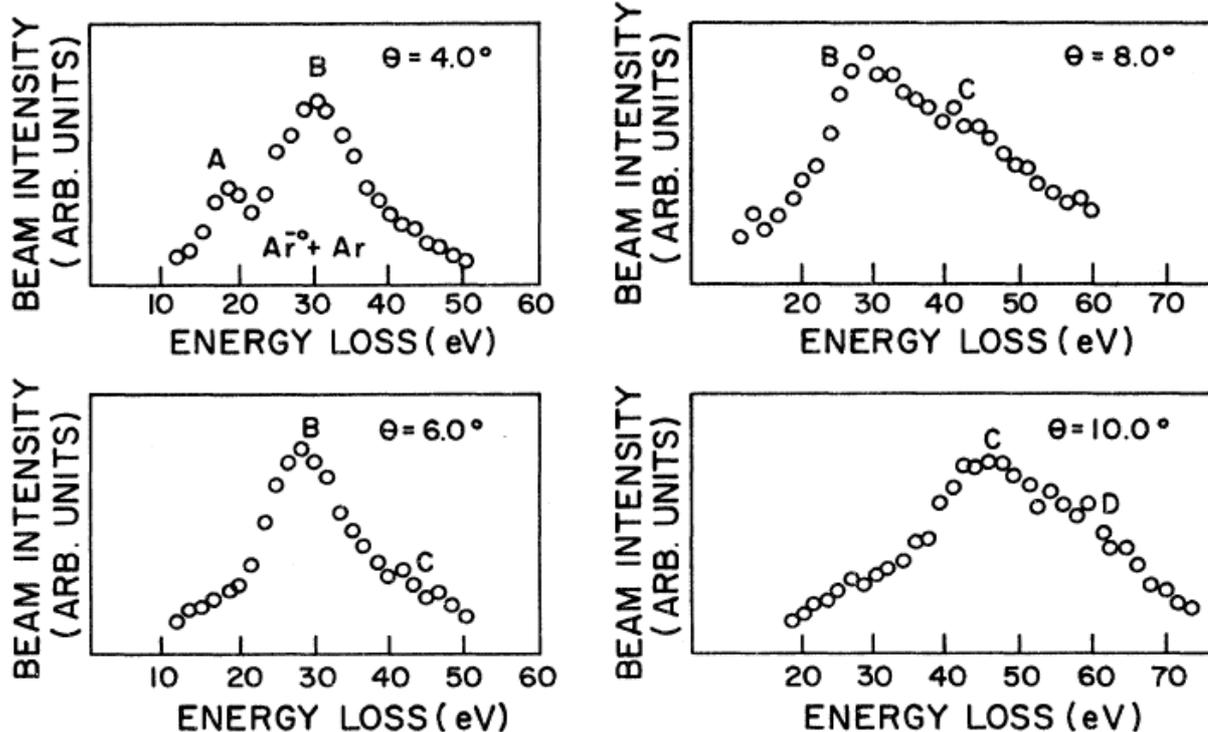


Рисунок 11 – Спектры потерь энергии иона Ar^+ при 3.0 кэВ столкновениях $\text{Ar} + \text{Ar}$

Авторы интерпретируют полученные данные следующим образом.

Пик А в спектрах потерь энергии обусловлен простой ионизацией налетающего атома, без возбуждения образующегося иона или атома-мишени. В диапазоне $4 < \tau < 12$ кэВ*град интенсивность пика А составляет ~ 0.25 интенсивности пика В. Из-за такого малого соотношения вероятность ионизации P_i для этих значений τ в первую очередь отражает поведение пика В. Пик А становится очень небольшим при $\tau > 18$ кэВ*град. Так как для ионизации Ar I требуется 15.7 эВ, эжектированный электрон должен иметь кинетическую энергию 2.3 эВ ($\text{Ar} + \text{Ar} \rightarrow \text{Ar}^+ + e^-(2.3 \text{ эВ}) + \text{Ar}$ ($Q \approx 18 \text{ эВ}$)). В предыдущих работах [8, 9] электроны с данной энергией зарегистрировать не удалось.

На основе корреляционной диаграммы молекулярных орбиталей [19] (рисунок 12) авторы предлагают несколько механизмов, которые могут быть ответственны за пик А.

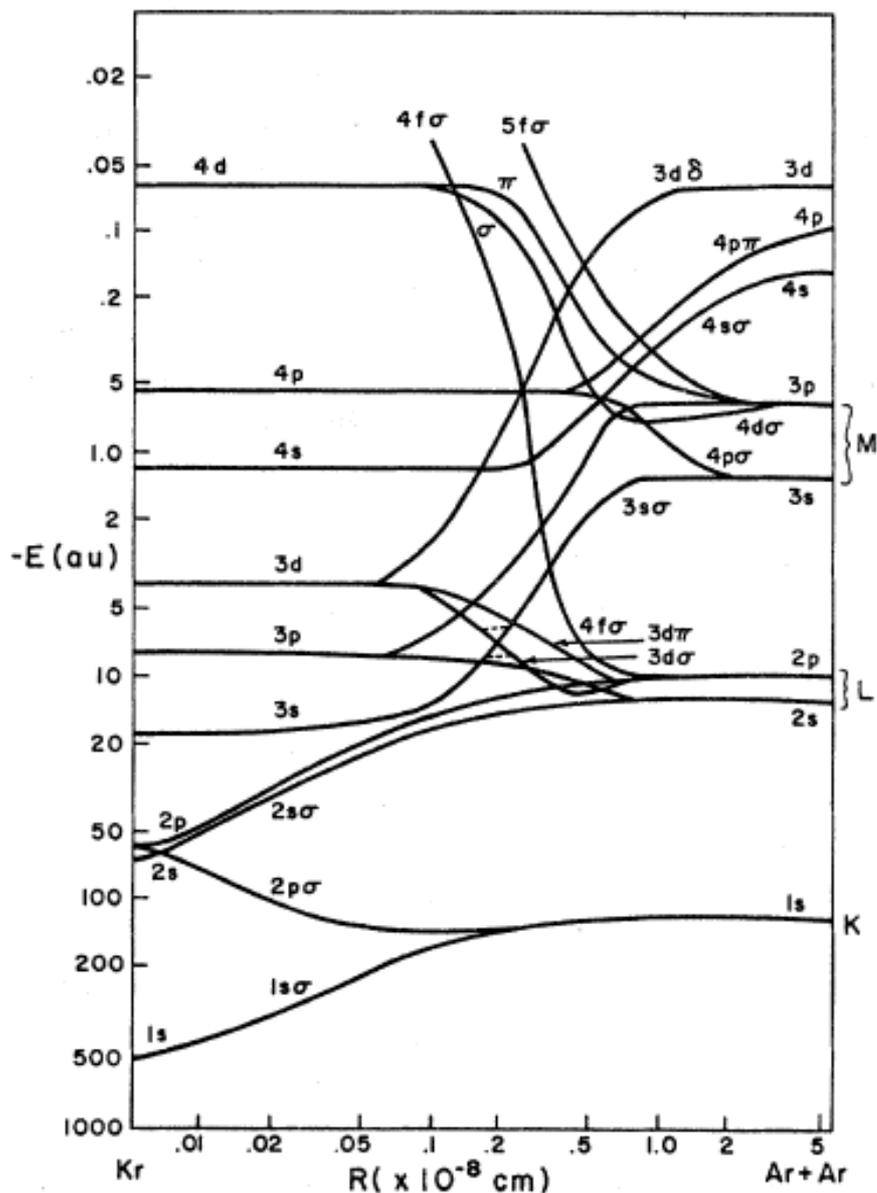


Рисунок 12 – Одноэлектронные кривые потенциальной энергии для Ar_2 . Энергии молекулярных орбиталей из работы [19]

МО $5f\sigma_u$ пересекает МО $4s\sigma_g$ и $4p\pi_u$. Поскольку симметрия молекулярной волновой функции не может измениться в результате этого столкновения, то для МО $4p\pi_u$ возможно одноэлектронное возбуждение (с помощью вращательной связи). В результате этого пересечения электрон из своего первоначального состояния $3p$ переходит в состояние $4p$. Продуктами столкновения являются $\text{Ar}(3p^5 4p) + \text{Ar}(3p^6)$ или $\text{Ar}^+(3p^5) + \text{Ar}^-(3p^6 4p)$. Состояние иона Ar^- лежит в континууме и распадается в результате эмиссии электрона. Возбуждение электрона из $4d\sigma_g$ в $4s\sigma_g$ МО также может привести к ионизации. Тем не менее,

расчеты, выполненные в работе [20], показывают, что $4d\sigma_g$ МО не вносит заметного вклада в ионизацию. Последнее можно объяснить тем, что эта орбиталь пересекает возбужденные орбитали при меньших межъядерных расстояниях. Столкновительные возбуждение и ионизация также возможны в результате двухэлектронного перехода из $5f\sigma_u$ в $4s\sigma_g$ МО, что согласуется с величиной энергетического порога процесса ионизации для $\text{Ar} + \text{Ar}$ [6].

Пик В, соответствующий значению Q в 29 эВ, имеет множество возможных энергетических объяснений. К потерям энергии в 29 эВ могут приводить процессы с участием ионизации с одновременным возбуждением иона или атома-мишени, а также процессы с участием возбуждения налетающего атома в автоионизационное состояние. На рисунке 13 показаны некоторые из таких состояний, которые известны или возможны в Ar I . Ионизация возможна вследствие перехода двух электронов с $3p$ уровня в дважды возбуждённые состояния $4s4p$ или $4s3d$, что соответствует наблюдавшимся потерям энергии, равным 29 эВ. К ионизации также может приводить возбуждение атомного остова.

Авторы по порогу ионизации для диапазона $5 < \tau < 7$ кэВ*град оценили межъядерное расстояние, на котором происходит взаимодействие атомов. Оно составило $0.75 \text{ \AA} - 0.70 \text{ \AA}$ (в расчетах использовался экранированный кулоновский потенциал из работы [21]). Возбуждённые состояния остова и возбуждение $4s3d$ тем самым исключены, поскольку при столкновении достаточно трудно достичь требуемого расстояния наибольшего сближения ($R_0 < 0.7 \text{ \AA}$), как можно увидеть на рисунке 12. Поэтому автоионизационными состояниями, способствующими наблюдаемой ионизации, являются $4s4p$ и $4p^2$.

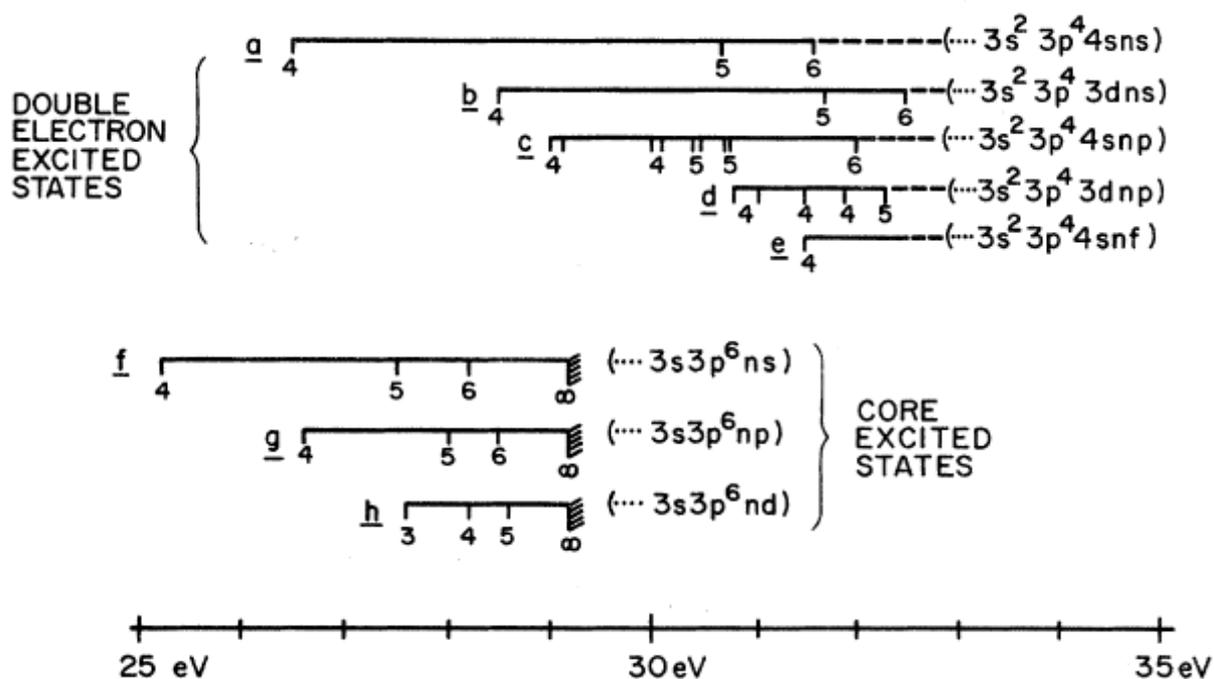
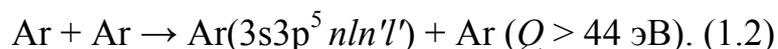


Рисунок 13 – Некоторые АИ состояния Ar. Состояния *a* и *b* взяты из работы [9], *c*, *e* и *g* из работы [22]; *f* и *h* – из работы [23]

Как было сказано ранее, в работе [4] наблюдались пики в спектрах электронов (см. рисунок 7) при 11.2, 11.5, 13.5 и 16.5 эВ, которые соответствуют потерям энергии в 26.9, 27.2, 29.2 и 31.2 эВ в [5]. Широкий пик в спектрах ионов при 29 эВ включает в себя эти потери энергии, хотя потери в 26.9 и 27.2 эВ, по мнению авторов, не наблюдались. Это вполне объяснимо, поскольку столкновения, в которых эжектируются электроны с энергией 11.2 и 11.5 эВ, не попадают в изученный диапазон τ .

Пик С, соответствующий потерям в 43 эВ, может быть связан с различными процессами. На рисунке 11 показаны измерения потерь энергии при 3.00 кэВ для нескольких углов рассеяния. Пик С, доминирующий при угле рассеяния 6.0° и 10.0° ($\tau = 30$ кэВ*град, $R_0 = 0.59$ Å [17]), является наиболее важным процессом. Данный процесс может включать одновременное возбуждение 3s и 3p электронов:



В работе [22] наблюдались такие состояния в континууме фотоионизации Ar I, и энергия возбуждения этих состояний лежала между 44 и 58 эВ. По мнению авторов, эта область энергий хорошо объясняет уширение, наблюдаемое на

высокоэнергетической стороне пика с энергией 43 эВ для результатов при 3.00 кэВ и 8.0° , а особенно при 3.00 кэВ 10.0° .

Несмотря на то, что диаграмма МО [19] служит в качестве направляющей при интерпретации экспериментальных результатов, важно помнить, что для системы фактически должны быть использованы молекулярные кривые потенциальной энергии. Кривые потенциальной энергии, соответствующие процессу (1.2) не известны. Возбуждение состояний конфигурации $\text{Ar}(3s3p^5 4p^2)$, обусловленных переходами $4p\sigma_u \rightarrow 4p\pi_u$ и $5f\sigma_u \rightarrow 4p\pi_u$, по оценке авторов, имеет место при межатомном расстоянии $\sim 0.55 \text{ \AA}$, соответствующем $\tau \approx 25 \text{ кэВ} \cdot \text{град}$. Возбуждение состояний конфигурации $\text{Ar}(3s3p^5 4s4p)$, вследствие переходов МО $4p\sigma_u \rightarrow 4p\pi_u$ и $4d\pi_g \rightarrow 4s\sigma_g$, происходит при тех же τ .

Пик D для $Q \approx 60 \text{ эВ}$ наблюдается (в работе [24] он более выражен) при самых больших исследованных значениях τ . По мнению авторов, такие потери энергии могут быть обусловлены возбуждением автоионизационных состояний обоих партнеров столкновения.

1.2 Процессы возбуждения

Следующие несколько работ посвящены процессам возбуждения в симметричных столкновениях атомов аргона.

В работе [24] авторы измеряли дифференциальные сечения рассеяния атомов аргона в диапазоне энергий столкновения от 0.75 до 4.0 кэВ (лабораторная система). Погрешность определения угла рассеяния была порядка 0.4° , случайная погрешность измерений не превышала 20 % (в большинстве случаев – менее 10 %), а абсолютная погрешность составила 30 %.

Спектры энергетических потерь рассеянных атомов аргона при энергиях столкновения 800 и 1500 эВ и 3 кэВ представлены на рисунке 14. Авторам работы удалось добиться достаточно хорошего разрешения при низкой энергии и малом значении τ , чтобы продемонстрировать, что неупругие процессы обусловлены в основном возбуждением 4s- и 4p-уровней. При более высоких энергиях столкновений местоположение максимума пика колеблется между 4p положением

и положениями, соответствующими более высоким возбужденным уровням. Пик А соответствует упругому рассеянию, пик В – одноэлектронному возбуждению, а пик С – одновременному возбуждению обоих атомов. Этот пик расположен при потерях энергии, соответствующих возбуждению двух атомов в состояния $Ar(3p^5 4s)$ для $\tau \leq 4$ кэВ*град. При больших значениях τ , пик С уширяется за счёт возбуждения двух атомов в состояние $Ar(3p^5 4p)$ и более высоких возбужденных уровней. При $\tau > 25$ кэВ*град авторы наблюдали два дополнительных пика (D и E), соответствующих средним потерям энергии от 40 до 45 эВ для одного из пиков и потерям больше 60 эВ для другого.

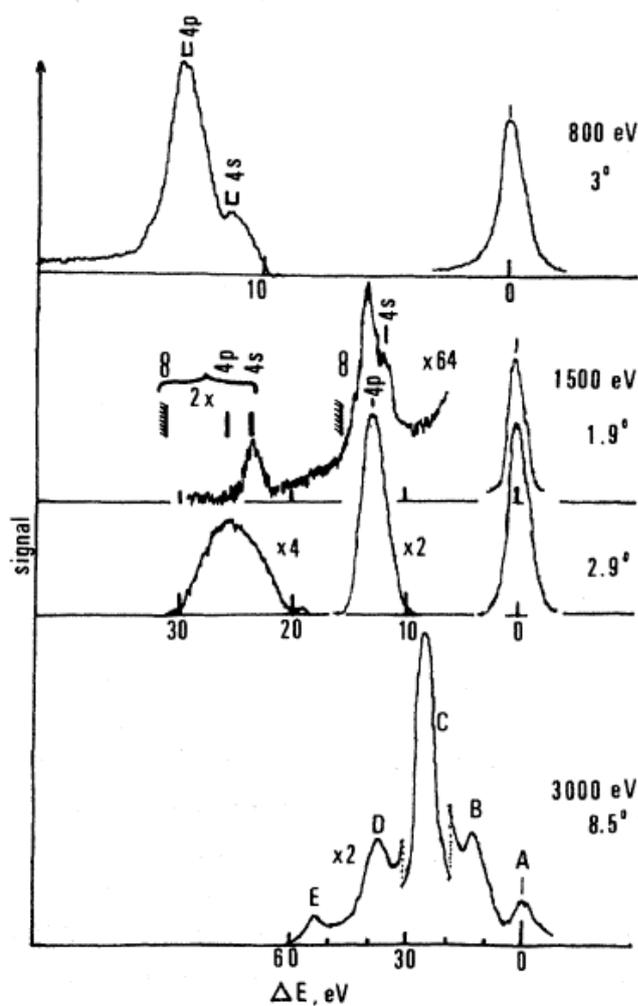


Рисунок 14 – Спектры потерь энергии рассеянного атома Ar в столкновениях Ar–Ar. Пики, отмеченные А, В, С, относятся к упругому рассеянию и рассеяния с одно- и двух электронным возбуждением, соответственно

На рисунке 15 показаны дифференциальные сечения упругого и неупругого рассеяния атомов аргона. Упругий пик А проявляет "дифракционную" картину в области сильного поглощения, а пики В и С колеблются в противофазе. Минимальное межатомное расстояние (при $\tau = 12$ кэВ*град) между В и С быстро уменьшается с ростом энергии. При больших значениях τ (30 кэВ*град) процесс D доминирует. При заданной энергии сечение упругого рассеяния (ρ_A) резко падает с ростом τ . Такое быстрое снижение сигнализирует о начале неупругих процессов. Однако упругий канал восстанавливается при достаточно больших значениях τ [25]. Представленные сечения одноэлектронного возбуждения (ρ_B) не осциллируют в отличие от случая в системе столкновения Ne–Ne (где возбуждение более избирательно включает 3p–уровень). Кроме того, ρ_B имеет два пика: первый при $\tau \approx 5$ кэВ*град, а при значениях τ за областью тройного пика ($\tau = 5,5$ кэВ*град) появляется второй и более широкий пик, который достигает своего максимального значения при $\tau > 10$ кэВ*град. При этом процессы двухэлектронного возбуждения (ρ_C) обладают широким максимумом, за которым следует минимум, находящийся в положении второго максимума одноэлектронного сечения возбуждения (ρ_B). Разница между ρ_B и ρ_C в этой области быстро уменьшается с ростом энергии. При высоких энергиях процесс ρ_D (Q примерно от 40 до 45 эВ) доминирует вблизи $\tau = 30$ кэВ*град.

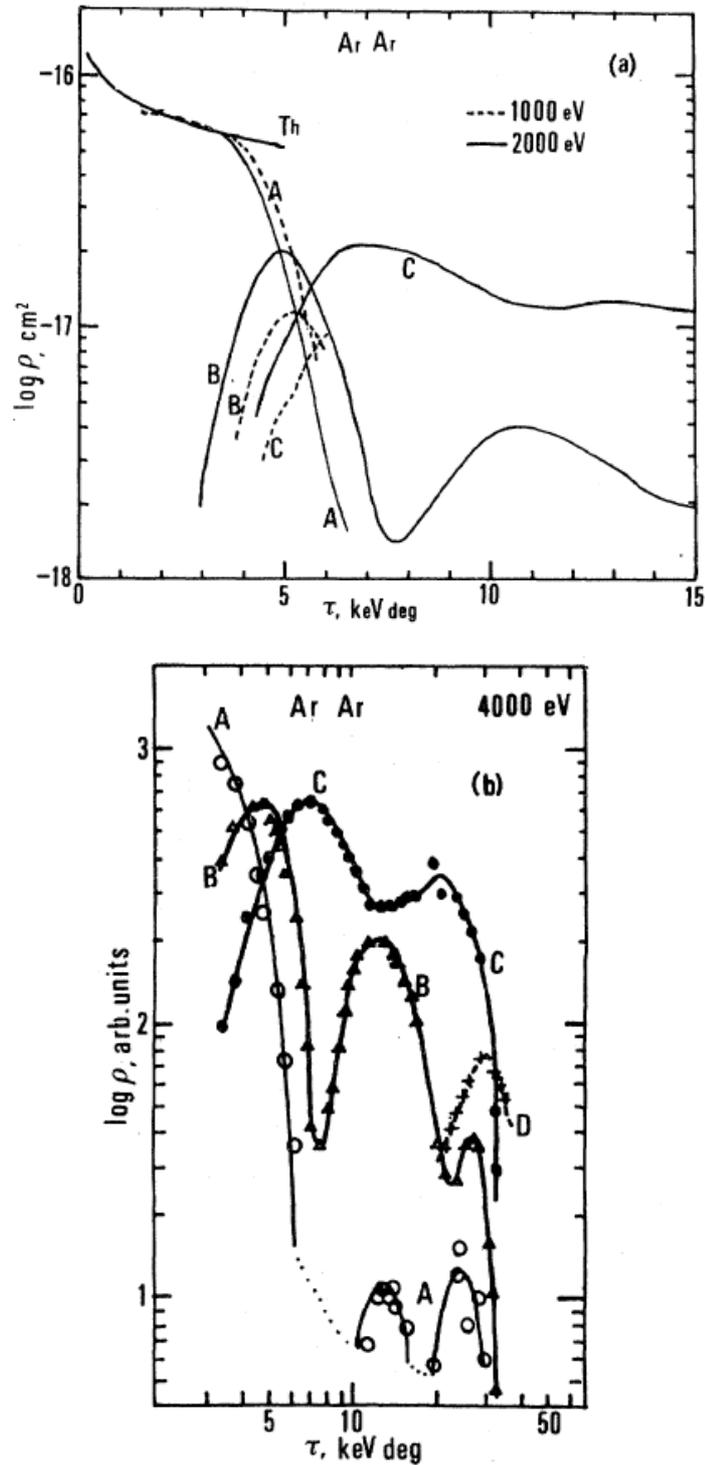


Рисунок 15 – Зависимость приведённых дифференциальных сечений рассеяния для столкновений атомов аргона от τ , приведенного угла рассеяния. (a) Результаты нормированы на теоретические в диапазоне приведённых углов от 0 до 15 кэВ*град. (b) Ненормированное приведённое сечение при лабораторной энергии 4.0 кэВ в широком диапазоне значений τ

Кроме того, авторы работы теоретически рассчитали кривые потенциальной энергии и электронные волновые функции для $31\ ^1\Sigma_g^+$ -, двух $^1\Pi_g$ - и шести $^1\Delta_g$ - состояний, полученных в виртуально-орбитальном приближении с использованием базового состояния $Ar_2^+ X^2\Sigma_u^+$ [20].

Сравнивая дифференциальные измерения из [18] со своими спектрами потерь энергии, авторы отмечают, что процессы ионизации становятся важными при значениях τ около 5 кэВ*град (смотри рисунок 8). Ионизация в результате двух-электронного возбуждения (потери энергии около 30 эВ) является доминирующим процессом при $\tau < 24$ кэВ*град. При $\tau \approx 30$ кэВ*град ионный пик, однако, лежит в области около 43 эВ потерь энергии. Аналогичный пик (D, рисунок 14) проявляется в нейтральном спектре авторов на уровне около 30 кэВ*град. Кроме того, подобный пик был замечен в случае $Ar^+ + Ar$ [26, 27]. Этот процесс, происходящий в нейтральных и ионных системах для аналогичных значений τ , по мнению авторов, не имеет отношения к промотированию $5f\sigma_u$ молекулярной орбитали, ответственной за область тройного пика, но возникает вследствие дополнительных пересечений термов при меньших значениях межъядерного расстояния. Авторы полагают, что за появление этого пика потерь энергии отвечает процесс с участием двух электронов с $3s$ -, $3p$ -уровней в одном или обоих атомах [18].

Обращаясь к данным, представленным в работе [9], авторы заключают, что энергетические спектры выбитого электрона, показывающие пик при 9.4 эВ, связанный с возбуждением состояния $Ar(3s3p^6 4s)$, а также функцию возбуждения для этого процесса, имеющую порог в 42 эВ (с. ц. м.), можно объяснить рассчитанными ими кривыми потенциальной энергии. В соответствии с расчётами, $Ar(3s3p^6 4s) + Ar$ уровень лежит в нижней части энергетического диапазона, соответствующего $Ar(3p^5 nl) + Ar(3p^5 nl')$, и возбудим через два этапа. Механизм связан с первичным взаимодействием основного терма и дважды возбуждённого (X–С в терминологии рассчитанных потенциальных кривых) с последующим пересечением с более отталкивающим состоянием, возникающим из $Ar(3s3p^6 4s) + Ar(3p^6)$. Однако, первое X–С пересечение, ведущее к

образованию двух атомов в конфигурации $\text{Ar}(3p^5 4s)$, не может объяснить процесс, так как кривая С (терм дважды возбуждённого состояния), ответственная за симметричное возбуждение, не может пересечь кривую $^1\Sigma_g^+$, возникающую из $\text{Ar}(3s3p^6 4s)$, и, по сути, лежит на 2 эВ ниже этого уровня в пределе разделённых атомов. Тем не менее, внутренние X-C пересечения могут быть эффективными. Такие переходы происходят при межатомном расстоянии около 2.5 бор и соответствуют энергетическому порогу около 40 ± 3 эВ (с. ц. м.) в согласии с наблюдаемым значением.

В работе [28] авторы изучили процессы возбуждения атомов аргона в состоянии конфигураций $\text{Ar}(3p^5 4s)$ и $\text{Ar}(3p^5 4p)$.

На рисунке 16 приведены сечения возбуждения линий Ar I (нотация Пашена) для переходов $2p_4 \rightarrow 1s_3$ Q(7950), $2p_1 \rightarrow 1s_2$ Q(7490) и $2p_5 \rightarrow 1s_4$ Q(uv), которые нормированы на сечение возбуждения линии 795 нм (794.817 нм [29]).

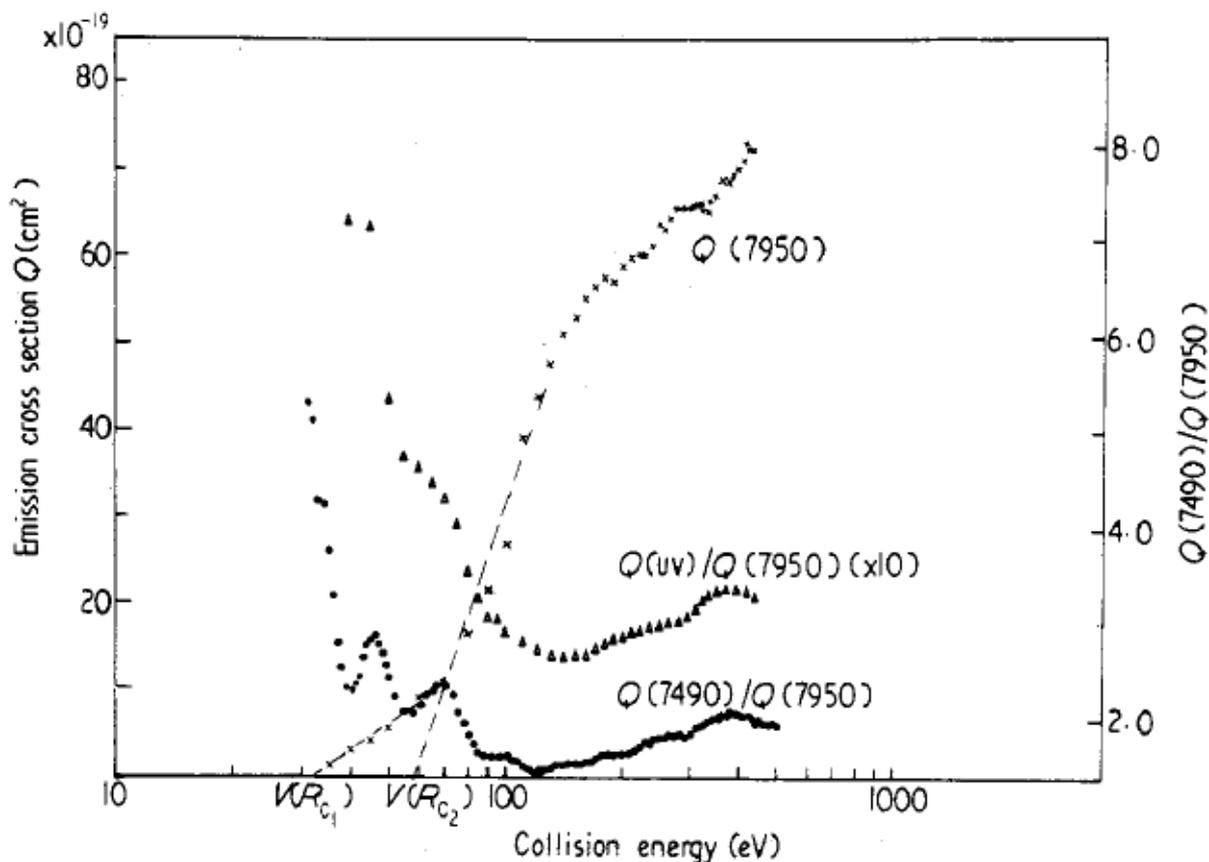


Рисунок 16 – Зависимость сечения возбуждения спектральных линий в симметричных столкновениях атомов аргона от энергии столкновения

Абсолютные значения сечений возбуждения спектральных линий в видимой области, оцениваются точными с фактором два, а сечения $Q(uv)$ – с фактором три. Кроме того, авторы наблюдали излучение с уровней, соответствующих конфигурации $Ar(3p^5 5p)$. Функции возбуждения спектральных линий с этих уровней обладала аналогичным поведением. Кажущийся порог процесса для состояний $Ar(3p^5 4s)$, $Ar(3p^5 4p)$ и $Ar(3p^5 5p)$ составил 20 ± 2 эВ, 32.5 ± 2 эВ и 27.5 ± 2 эВ соответственно. Авторы заключили, что $Ar(3p^5 4s)$, в некоторой степени, заселяется прямым ударным возбуждением. Это заключение подтверждается результатами работы [24]. Кроме того, в работе рассчитаны значения межатомного расстояния, при которых происходит пересечение термов. Для приведённых выше конфигураций атомов аргона значения составили 1.43 \AA и 1.23 \AA (в зависимости от способа определения $V(R_c)$), что в целом соответствовало данным из [24]. Заселение состояний конфигурации $Ar(3p^5 4p)$ авторы объяснили электронным переходом с $5f\sigma_u$ -орбитали Ar_2 . Переходы с $4d\pi_g$ -орбитали имеют место при значительно меньших межъядерных расстояниях ($< 0.6 \text{ \AA}$ для Ar_2 ; см. [24]) и, следовательно, только при гораздо более высоких энергиях столкновения (≥ 400 эВ в обоих случаях). Как и в [24], авторы данной работы пришли к выводу, что основной механизм возбуждения заключается в одновременных переходах двух электронов из основного состояния (X-орбитали) на более высокие (дважды возбуждённые) орбитали.

Вторичные взаимодействия между термами двукратно возбужденных конфигураций и однократно возбужденных конфигураций (C–A-переходы из [24]) молекулярных состояний, приводят к заселению $Ar(3p^6) + Ar(3p^5 4p, 5p)$. Эта точка зрения подтверждается тем фактом, что наблюдаемые пороги возбуждения конфигураций $Ar(3p^5 4p)$ и $Ar(3p^5 5p)$ составляют примерно 30 эВ (что согласуется с расчетами, выполненными в работе [24]).

Некоторые сведения о молекулярных состояниях, заселяемых во вторичном процессе взаимодействия, могут быть получены из следующих соображений. При низких энергиях столкновения, дважды возбуждённые термы связывают терм основного состояния с состояниями, возникшими от однократно возбужденных

конфигураций. Все дважды возбуждённые состояния имеют два электрона с более высокими квантовыми числами в σ -орбиталях. Так как вращательная связь включает в себя только одноэлектронные переходы, то однократно возбужденные $^1\Pi$ -состояния не могут быть заселены при взаимодействии с дважды возбужденными состояниями. Поэтому состояния (частиц, атомов), взаимодействующие на больших расстояниях, скорее всего, являются $^1\Sigma_g$ -состояниями, даже если полностью не может быть исключено то, что $^1\Pi_g$ -состояния могут стать заселенными на третьем шаге, и могут приводить к дальнейшей интерференционной структуре.

В следующей работе [30] авторы для симметричных столкновений атомов аргона изучали оптические спектры между 3300 и 8800 Å при энергиях столкновения ниже 700 эВ. На рисунке 17 представлен спектр излучения Ar I при энергии столкновения 450 эВ в системе центра масс. В указанном спектральном диапазоне при энергиях, превышающих или равных 200 эВ, спектр слабо зависит от энергии столкновения. В припороговой области линии, обусловленные распадом состояний одной и той же конфигурации, по-разному зависят от энергии (см. [28]).

Значения сечений возбуждения определялись по интенсивности излучения с использованием методики из предыдущей работы [31]. Данные по сечениям приведены в таблицах с 1 по 3. Значения сечений представлены в относительных единицах.

В таблице 1 приведены сечения заселения состояний конфигурации Ar($3p^5 4p$) при энергии столкновения 450 эВ. Для сравнения сечений возбуждения этих состояний данные нормированы к сечению заселения состояния $4p^3[3/2]_1$. Вероятности переходов, необходимые для определения сечений возбуждения уровней, были взяты из работы Визе и др. [31]. Авторам не удалось определить заселение состояния $4p[1/2]_1$ конфигурации Ar($3p^5 4p$), потому что все линии, вызванные распадом этого состояния, находятся за 9000 Å. Значения без учета каскадных переходов указаны в скобках. Сечение заселения состояния $4p^3[3/2]_1$ в абсолютных единицах приведено в предыдущей работе данных авторов [28].

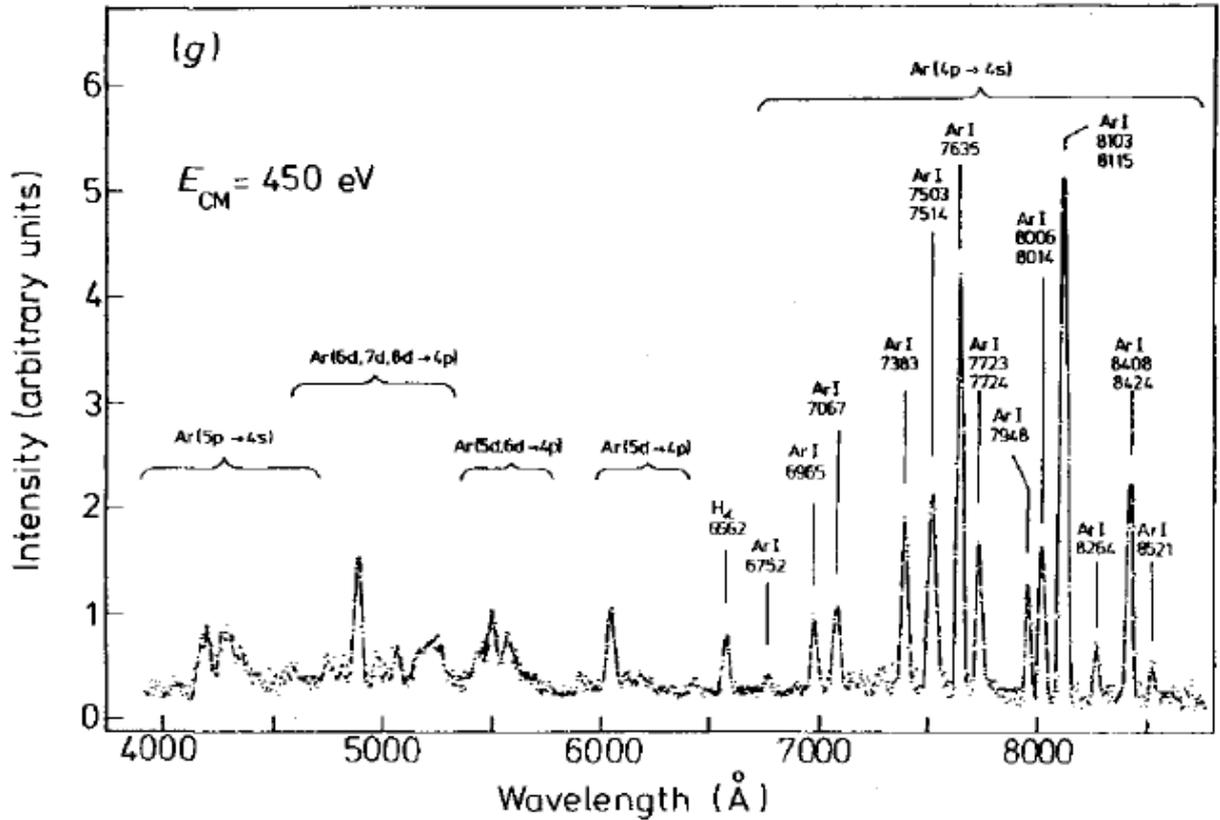


Рисунок 17 – Спектр излучения между 3300 и 8500 Å для Ar + Ar. Ширина аппаратной функции на полувысоте была равна 33 Å

Таблица 1. Относительные сечения заселения состояний конфигурации Ar(3p⁵4p) при столкновениях Ar + Ar.

LS-связь	Нотация Рака	Нотация Пашена	Ar(3p ⁵ 4p) Q, при 450 эВ
¹ S ₀	p'[1/2] ₀	2p ₁	<0.53 (<0.53)
³ P ₁	p'[1/2] ₁	2p ₂	0.63 (0.63)
³ P ₀	p[1/2] ₀	2p ₅	<0.53 (<0.53)
³ P ₂	p'[3/2] ₂	2p ₃	1.50 (1.50)
¹ P ₁	p'[3/2] ₁	2p ₄	1.00 (1.00)
¹ D ₂	p[3/2] ₂	2p ₆	1.53 (1.56)
³ D ₁	p[3/2] ₁	2p ₇	1.19 (1.23)
³ D ₂	p[5/2] ₂	2p ₈	1.42 (1.51)
³ D ₃	p[5/2] ₃	2p ₉	1.33 (1.41)

На рисунке 18 приведены сечения возбуждения спектральных линий для переходов $\text{Ar}(4p \rightarrow 4s)$ в зависимости от энергии столкновения вблизи порога. Эти измерения показали, что в припороговой области, по мнению авторов, присутствует тонкая структура, которая наблюдалась и ранее [28]. Для того чтобы выявить структуру более четко, интенсивности линий были нормированы на общую интенсивность линий в диапазоне 6900-8500 Å. Однако, интенсивность, усредненная по линиям, соответствующим переходам $\text{Ar}(4p \rightarrow 4s)$, не обладает структурой, и сечение возбуждения спектральных линий демонстрирует ту же самую энергетическую зависимость, как и в случае $Q(7950)$ [28].

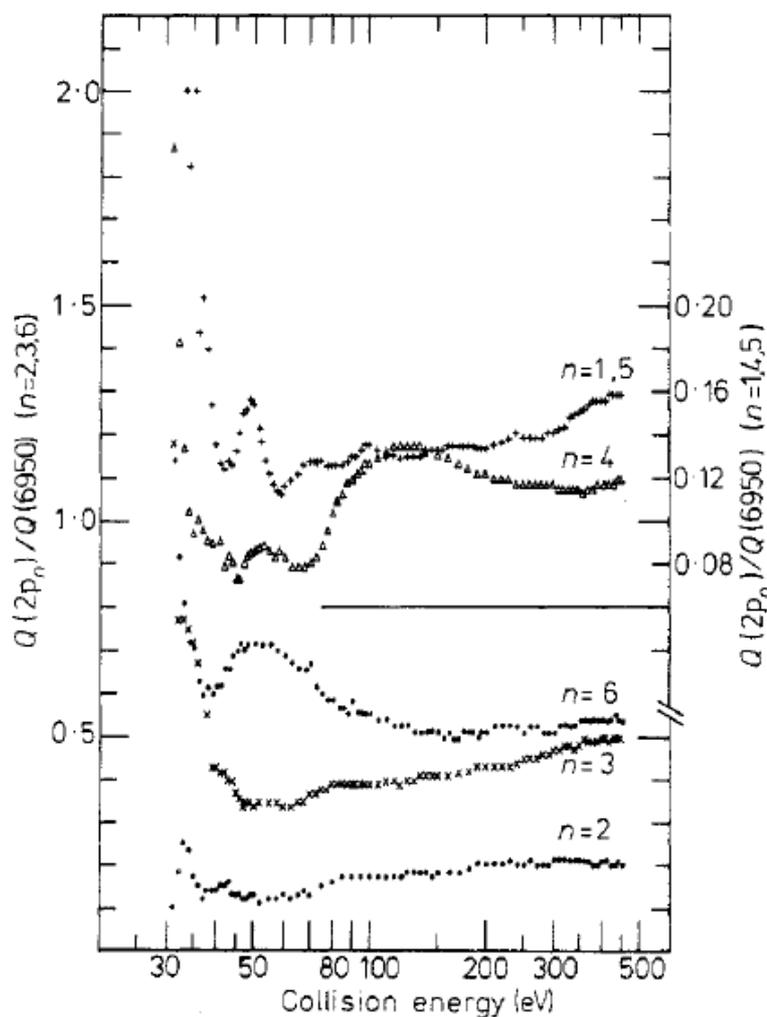


Рисунок 18 – Относительные сечения возбуждения спектральных линий, соответствующих переходам $\text{Ar}(4p \rightarrow 4s)$, в зависимости от энергии столкновения для системы $\text{Ar} + \text{Ar}$

В таблице 2 приведены относительные сечения заселения состояний конфигурации $Ar(3p^5 5p)$ для системы $Ar + Ar$ при энергии столкновения 450 эВ.

Отношение суммарного сечения заселения состояний этой конфигурации ($Q(5p)$) к суммарному сечению заселения состояний конфигурации $Ar(3p^5 4p)$ ($Q(4p)$) составило 0.03. Необходимые вероятности переходов $Ar(5p \rightarrow 4s)$ были взяты из работы [32]. Относительная погрешность значений, приведенных в таблице 2, составляет $\pm 30\%$.

Таблица 2. Относительные сечения заселения состояний конфигурации $Ar(3p^5 5p)$.

Нотация Рака	Нотация Пашена	$Ar(3p^5 5p)$, 450 эВ
$P'[1/2]_0$	$3p_1$	0.7
$P'[1/2]_1$	$3p_2$	0.4
$P[1/2]_0$	$3p_5$	2.1
$P'[3/2]_2$	$3p_3$	1.4
$P'[3/2]_1$	$3p_4$	1.0
$P[3/2]_2$	$3p_6$	2.0
$P[3/2]_1$	$3p_7$	1.8
$P[5/2]_2$	$3p_8$	3.4
$P[5/2]_3$	$3p_9$	1.0
$P[1/2]_1$	$3p_{10}$	0.2

Авторы полагают, что для системы $Ar + Ar$, излучение из состояний конфигураций $Ar(3p^5 ns)$ ($s \geq 5$) и $Ar(3p^5 np)$ ($s \geq 6$) должно также происходить в исследованном диапазоне длин волн. Некоторые из самых маленьких пиков, представленного спектра, вероятно, можно отнести к распаду этих состояний. В соответствии с оценками авторов сечения заселения этих конфигураций примерно на порядок меньше, чем сечения соответствующих конфигураций $Ar(3p^5 nd)$.

В таблице 3 приведены относительные сечения $Q(nd)$ возбуждения конфигураций $Ar(3p^5 nd)$ ($n > 3$) по отношению к сечению $Q(4p)$ $Ar(3p^5 4p)$. Вероятности переходов $Ar(4d \rightarrow 4p)$ были взяты из работы [32]. Относительная

погрешность значений в таблице 3 составляет около $\pm 30\%$. Сечения заселения отдельных состояний nd конфигураций авторы не определяли, поскольку вероятности переходов не были известны достаточно точно. Тем не менее, следует отметить, что наиболее интенсивные линии, наблюдаемые в спектрах, обусловлены распадом d -состояний с вращательным моментом $J \geq 2$. За исключением случая с $n = 4$ – состояния конфигурации $Ar(3p^5 nd)$ с $J = 0, 1$ практически не заселены.

Таблица 3. Оценка относительных сечений заселения $3p^5 nd$ конфигураций Ar.

Отношение сечений	Ar + Ar, 450 эВ
$Q(4d)/Q(4p)$	≥ 0.1
$Q(5d)/Q(4p)$	0.02
$Q(6d)/Q(4p)$	0.01
$Q(7d)/Q(4p)$	0.01

Наиболее заселены самые низкие p -состояния конфигурации $Ar(3p^5 4p)$, что видно по интенсивности спектральных линий. Аналогичный результат был получен в работе [24] (по спектрам потерь энергии, измеренными методами времяпролетной спектроскопии). Авторы предположили, что заселение отдельных состояний этой конфигурации может быть связано с взаимодействием входного Σ -терма с $^1\Pi$ -термом квазимолекулы Ar_2 .

Путем суммирования всех сечений возбуждения состояний конфигурации $Ar(3p^5 4s)$ и использования абсолютных сечений, приведённых ранее в работе [28], авторы вычислили вклады каскадных переходов в заселение $Ar(3p^5 4s)$ состояний. При энергии столкновения большей или равной 100 эВ, в соответствии с результатами работы [24], вклад каскадных переходов составил около 35 % заселения состояний $Ar(3p^5 4s)$.

По мнению авторов, относительные заселенности состояний конфигурации $Ar(3p^5 4p)$ и заселенности отдельных состояний $Ar(3p^5 nd)$ с $J \geq 2$ могут быть объяснены в предположении, что возбуждение связано с переходом одного или

двух электронов из внешней заполненной орбитали в самую нижнюю пустую π -орбиталь.

Кроме того, авторы отметили, что не могут объяснить наблюдаемую структуру на зависимостях сечений возбуждения спектральных линий от энергии столкновения для некоторых $4p \rightarrow 4s$ -переходов (см. рисунок 18). Авторы предположили, что эта структура может быть связана с осцилляциями Розенталя-Бобашова [33, 34], обусловленными когерентным заселением двух взаимодействующих молекулярных состояний. В случае $p'[1/2]_1$ - и $p'[3/2]_2$ -состояний структура в сечениях не наблюдалась.

В работах [35, 36] изучались сечения возбуждения спектральных линий ультрафиолетового диапазона при столкновениях в системе $Ar + Ar$. Основная часть наблюдаемого авторами излучения обусловлена квинтетом уровней низшей возбужденной конфигурации $Ar(3p^6 4s)$, два из этих уровней метастабильны, а другие два распадаются с излучением. Излучение от распадающихся уровней (можно указать уровни), на длинах волн 104.8 и 106.7 нм, наблюдалось под углом 90° относительно оси нейтрального пучка атомов. Необходимо отметить, что авторы не различали прямое столкновительное возбуждение этих уровней и заселение этих уровней в результате каскадных процессов.

Сечение полной эмиссии определялось с абсолютной погрешностью $\pm 30\%$ и относительной погрешностью (в зависимости от энергии) $\pm 15\%$, за исключением непосредственно припороговой области, где погрешности увеличивались примерно в два раза. Сечения отдельных спектральных линий имели погрешность примерно $\pm 35\%$.

На рисунке 19 приведены абсолютные сечения возбуждения спектральных линий. Нижние две кривые изображают сечения для отмеченных линий излучения при энергиях столкновения от 30 до 150 эВ, сумма этих сечений обозначена пунктирной кривой. Верхняя кривая – полное сечение эмиссии в спектральном диапазоне от 104 до 150 нм.

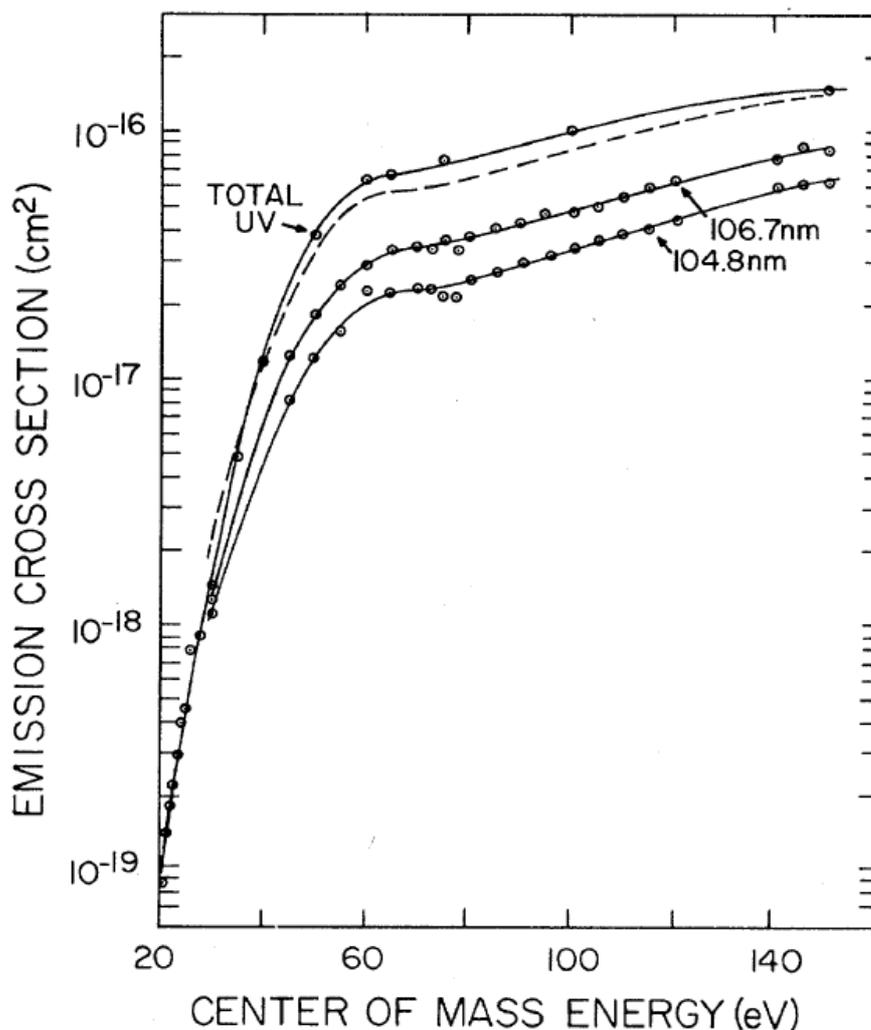


Рисунок 19 – Сечение возбуждения спектральных линий ультрафиолетового диапазона при столкновениях в системе Ag + Ag

Авторы отметили следующую особенность: одинаковый ход функций возбуждения спектральных линий. Отношение интенсивностей линий 106.7 нм к 104.8 нм остается на уровне $1.4 \pm 10\%$ в диапазоне исследованных энергий.

Энергетическая зависимость полного сечения эмиссии в припороговой области показана на рисунке 20.

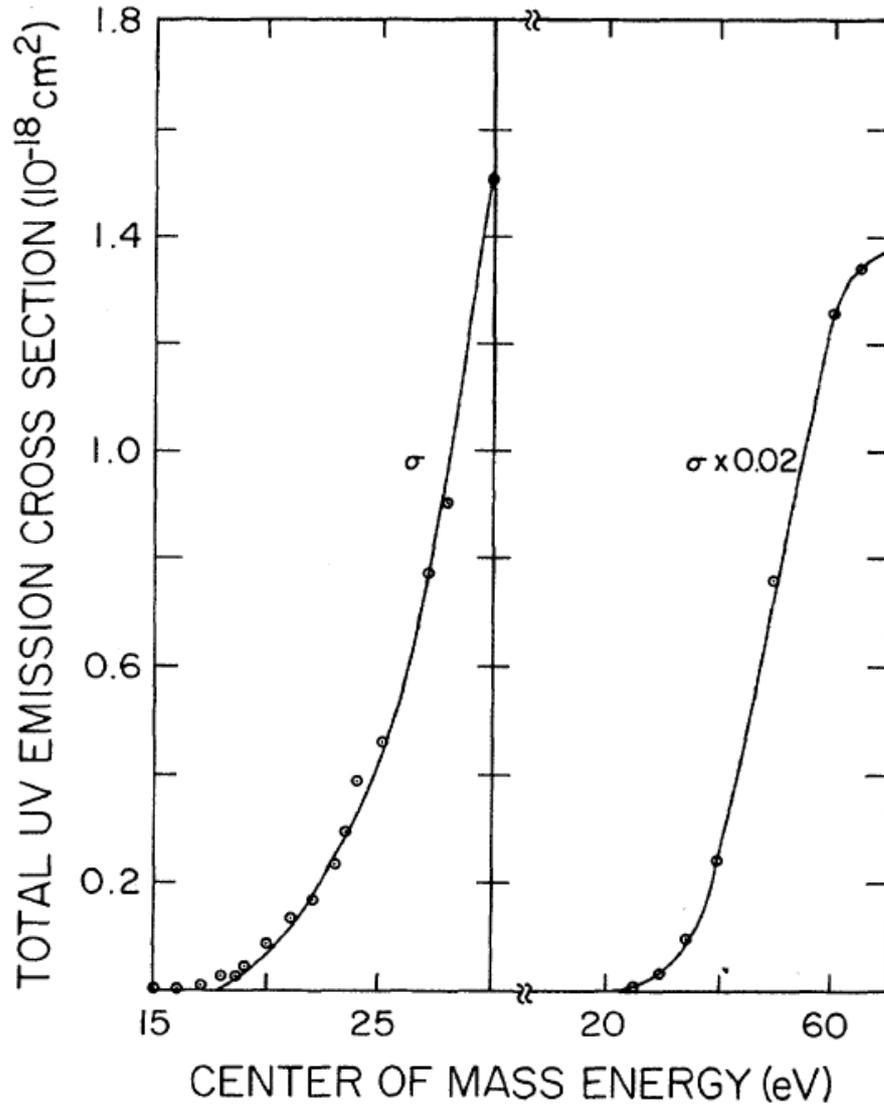


Рисунок 20 – Зависимость полного сечения эмиссии в спектральном диапазоне от 104 до 150 нм при столкновениях в системе Ar + Ar

В диапазоне от 40 до 60 эВ энергетическая зависимость сечения проявляет линейный характер. Экстраполяция этой линейной части в область меньших энергий приводит к пересечению оси энергии при ~ 34 эВ. При энергиях столкновения меньше 40 эВ сечение предполагает в основном экспоненциальную зависимость. В диапазоне от 19 до 40 эВ авторы методом наименьших квадратов аппроксимировали имеющийся набор экспериментальных значений сечения, и получили следующее выражение:

$$\sigma = 0,324 \cdot (\Delta E)^{0.75} e^{0.167 \Delta E}, (1.3)$$

которое представлено на рисунке 20 в виде непрерывной линии. Здесь ΔE – это значение энергии (18 ± 2 эВ), при котором аппроксимирующая кривая пересекает ось энергий. Данный экспериментальный порог процесса соответствует минимальному обнаруживаемому авторами сечению около $5 \cdot 10^{-21}$ см². Погрешность в ± 2 эВ может быть обусловлена как энергетическим разбросом частиц в пучке нейтральных атомов (~ 1 эВ, полная ширина на полувысоте), так и потерями энергии вследствие рассеяния в камере столкновений, небольших экспериментальных смещений энергии [37].

Кроме того, авторы сравнили предыдущие результаты измерения полного сечения возбуждения спектральных линий ультрафиолетового диапазона (в том числе излучения с гораздо более короткими длинами волн) при столкновениях атомов аргона с результатами данной работы (см. рисунок 21). Структура сечений при ~ 70 эВ воспроизводится на всех кривых, но энергетические зависимости ниже 50 эВ различны. Авторы предположили, что наблюдаемые различия обусловлены примесью метастабильных атомов Ar в нейтральных пучках в предыдущих исследованиях. Также в эксперименте было обнаружено, что пучок, содержащий метастабильные атомы вызывал сильное увеличение сечений при более низких энергиях столкновения.

На основе модели [24] авторы предположили, что одно из вероятных пересечений между входным адиабатическим термом основного состояния и выходным термом, ведущим в $3p^5 4s$ -состояния разъединенных атомов, впоследствии может приводить как к ионизации, так и к возбуждению обоих атомов. По мнению авторов, эта гипотеза подтверждается тем, что энергетические зависимости представленных сечений возбуждения спектральных линий и ионизации [7] (нижняя кривая на рисунке 21), похожи при энергиях существенно выше порога.

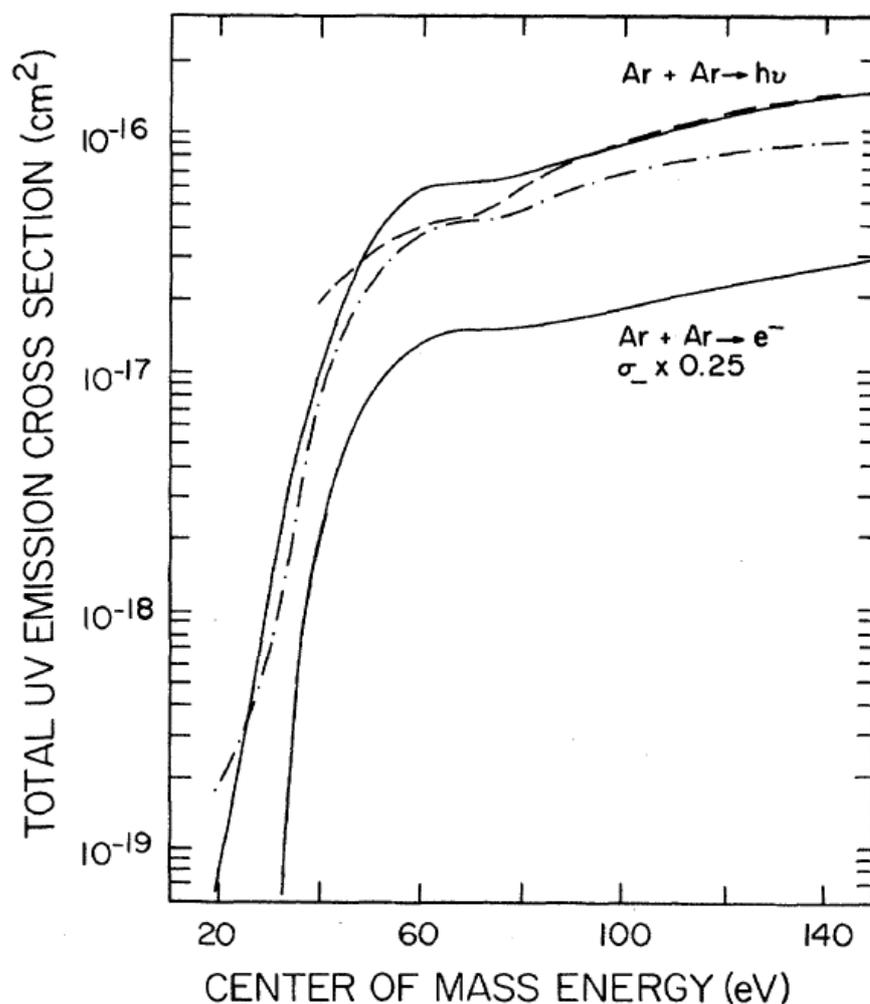


Рисунок 21 – Сравнение полного сечения УФ-излучения и сечения ионизации для столкновений Ar + Ar (—) [35, 36], (---) [38], (-·-) [39], нижняя кривая – сечение ионизации из работы [7]

В соответствии с моделью пересечение потенциальных кривых происходит вблизи 31 эВ. Эта величина согласуется со значением 32 эВ из работы [38], где порог был получен линейной экстраполяцией к нулю сечения возбуждения спектральной линии 795 нм ($3p^5 4p \rightarrow 3p^5 4s$). Порог ионизации по кривой из работы [7] также составляет 32 эВ.

По мнению авторов, эти значения не характеризуют истинные или экспериментальные пороги процесса возбуждения (или ионизации). "Минимальный обнаруживаемый порог" в 18 ± 2 эВ для УФ-излучения, представленный авторами в этой работе, значительно ниже значения вероятного пересечения при 31 эВ в модели Brenot и др. [24]. На самом деле, значение 18 эВ

еще и существенно ниже самого низкого пересечения теоретических кривых потенциальной энергии при 24.6 эВ [24]. Этот переход приводит к возбуждению состояний конфигурации $\text{Ar}(3p^5 4p)$, переход из которых может вносить вклад в наблюдаемое УФ-излучение (каскадное заселение). Кроме того, истинная пороговая энергия должна составлять 11.6 эВ, что равно энергии возбуждения самого низкого резонансного уровня конфигурации $\text{Ar}(3p^5 4s)$.

Экспоненциальная зависимость сечения возбуждения спектральных линий от энергии вблизи порога, как следует из выражения (1.3), возможно связана с явлением квантовомеханического туннелирования через барьер, и потому переходы имеют место при несколько больших расстояниях, чем расстояния, на которых пересекаются термы.

Поскольку сечение возбуждения не равно нулю и при энергиях меньше наблюдаемого порога, то либо нельзя использовать это пороговое значение для расчёта расстояния, на котором взаимодействуют термы, либо пересечение имеет место при другой энергии взаимодействия.

В более поздних работах [40, 41] авторы представили теоретические дифференциальные и полные сечения упругих столкновений атомов Ar для энергий столкновения в диапазоне от ~ 0.01 эВ до 10 кэВ.

На рисунке 22 показаны полное сечение σ_t^{th} и сечение вязкости σ_v^{th} для системы Ar–Ar. Сечения рассчитаны с использованием как потенциала Gianturco-Азиза, так и потенциала Берри-Азиза ([42]). Полученные значения σ_t^{th} от вида потенциала не зависят. Авторы также показали, что σ_t^{th} , рассчитанное как с использованием только дальнедействующего потенциала Ван-дер-Ваальса, так и модели малого углового рассеяния Месси и Мора [43], в широком диапазоне энергий практически совпадают. На рисунке также представлены сечения ионизации σ_i и возбуждения спектральных линий ультрафиолетового диапазона σ_{vuv} из работы [44].

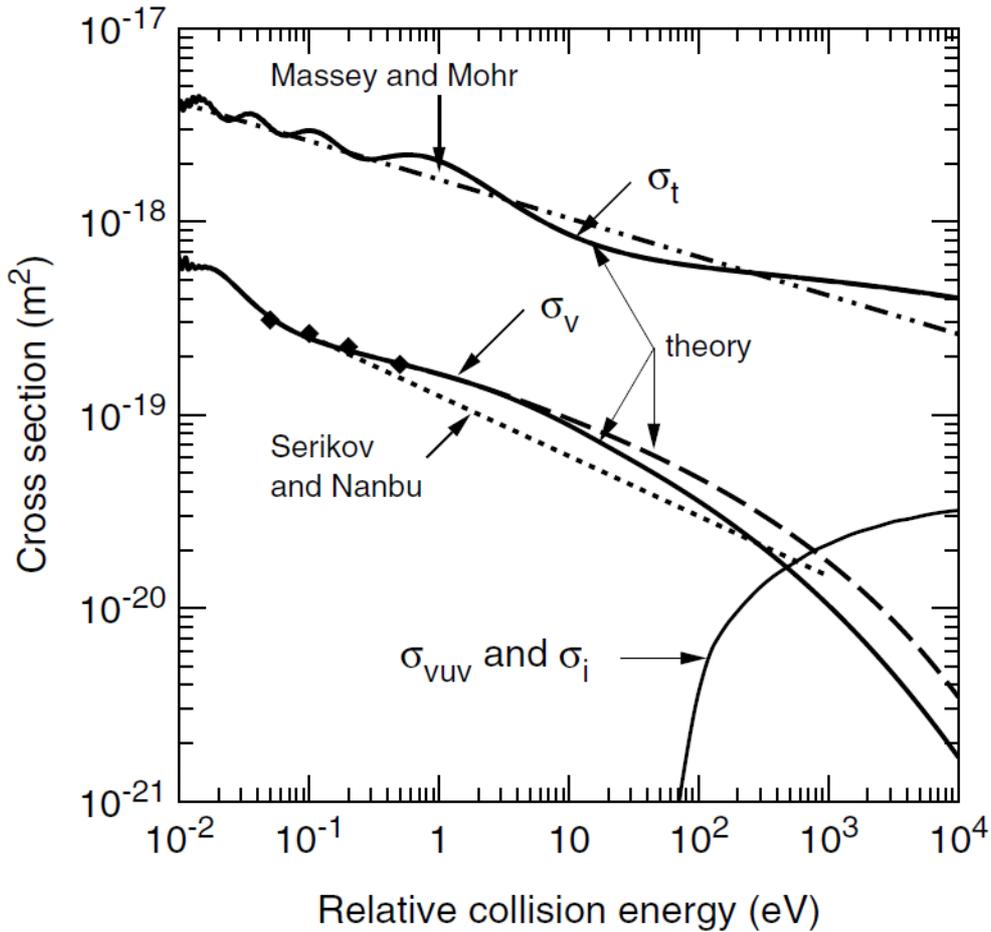


Рисунок 22 – Зависимость теоретического полного сечения σ_t^{th} , сечения вязкости σ_v^{th} , а также неупругих процессов (σ_i и σ_{vuv}) от энергии при столкновениях атомов аргона. Теоретические расчёты из данной работы представлены сплошной и штриховой линиями

На рисунке 23 показаны результаты расчетов авторов и экспериментальные дифференциальные сечения возбуждения [24] и ионизации [18] при энергии столкновения 1000 эВ в зависимости от приведённого угла ($\tau = E \cdot \theta$). Теоретическая кривая сечения ρ была сглажена гауссианом с полной шириной на полувысоте в 0.2°, что необходимо для воспроизведения условий эксперимента, результаты которого представлены в работах [18, 24].

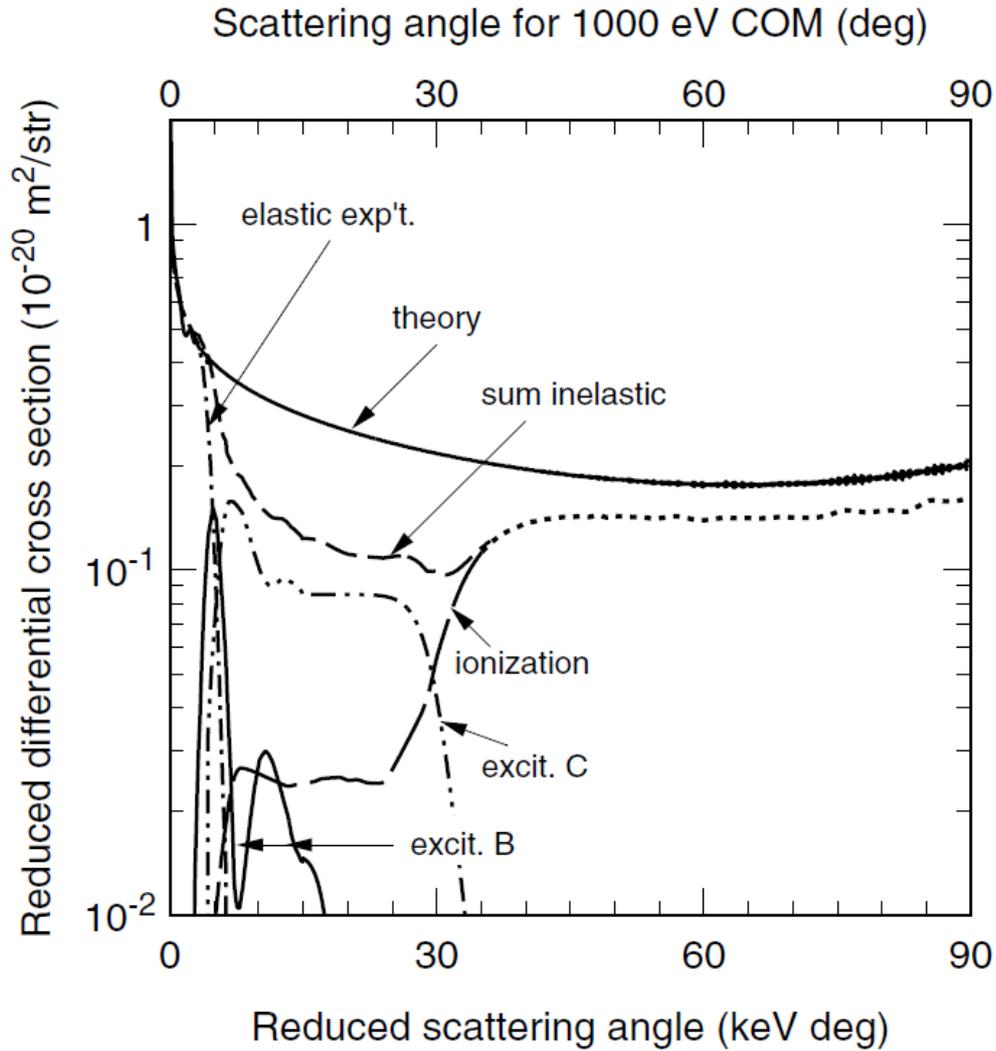


Рисунок 23 – Зависимость упругого и неупругого приведённого дифференциального сечения от приведённого угла при энергии столкновения 1000 эВ. Сплошная кривая – теоретически рассчитанное сечение упругих столкновений атомов аргона. Штрихпунктирная кривая и кривые В и С – экспериментальное относительное сечение упругих столкновений, нормированное на теоретический расчёт при малых θ и нормированные сечения возбуждения из работы [24] соответственно. Сечение ионизации из работы [18]. Пунктирные участки кривых представляют собой экстраполяции экспериментов.

Экспериментальные относительные значения сечения ρ из работы [24] нормированы на теоретические значения в области малых углов, где упругое рассеяние является доминирующим. Экспериментальные сечения, измеренные при энергии столкновения 1 кэВ (в системе центра масс), были экстраполированы на большие значения θ по аналогичным измерениям при 2 кэВ [24] (справедливость данной операции обоснована в работе [45]). Для диапазона приведённых углов τ от 6 до 25 кэВ*град относительные значения вкладов нейтральных атомов в сечение ρ из работы [18] нормированы на сумму неупругих вкладов в сечение ρ из работы [24]. Полученные дифференциальные сечения ионизации для $\tau < 30$ кэВ*град затем были экстраполированы на область $\tau > 30$ кэВ*град (пунктирная линия), так чтобы интегральное сечение ионизации составило $2.5 \cdot 10^{-20}$ м² (см. рисунок 22). Здесь авторы предположили, что дифференциальное сечение ионизации симметрично относительно 90° в системе центра масс, и, таким образом, можно рассчитывать ионизацию по всем 180°, как и в проведённых экспериментах.

Сумма полных сечений возбуждения (пунктирная линия на рисунке 23) составляет от 3.5 до $5.9 \cdot 10^{-20}$ м², что близко к теоретическому значению $\sigma_t^{vuv} = 2.6 \cdot 10^{-20}$ м². По мнению авторов, различие сечений обусловлено тем, что в некоторых столкновениях возбуждаются оба атома. Это возможно, если второй атом возбуждается, например, в метастабильное состояние с $\sigma_t^{meta} = (1 - 3) \cdot 10^{-20}$ м² при 1000 эВ. Однако в эксперименте [7] при тех же энергиях столкновения образование метастабильных атомов не было обнаружено из-за большого фона. Как видно на рисунке 22 упругое рассеяние на большие углы незначительно.

В соответствии с рисунком 23 значение $\tau \approx 5$ кэВ*град, при котором сечение упругого рассеяния быстро падает, а неупругого возрастает, соответствует прицельному параметру 2.8 а. е. д. из работы [24]. Это расстояние согласуется с оценкой расстояний, на которых возможно пересечение потенциальных кривых [18, 24, 28].

При расчете дифференциальных сечений авторы пренебрегли неупругими столкновениями, что вполне разумно, поскольку потери энергии быстрых атомов

аргона на возбуждение и ионизацию, как правило, гораздо меньше, чем энергия, переданная остаточному газу при упругих столкновениях с рассеянием на большие углы.

ГЛАВА 2 МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЯ СЕЧЕНИЙ ВОЗБУЖДЕНИЯ АТОМНЫХ УРОВНЕЙ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

2.1 Методика измерения сечений возбуждения.

Сечения возбуждения атомных уровней определяются по излучению, возбуждаемому при взаимодействии пучка быстрых частиц с пучком частиц мишени или газовой мишенью [46].

Скорость изменения количества атомов в i -м состоянии на единицу длины пучка n_i может быть записана следующим образом [46]:

$$dn_i / dt = N_m \cdot I_a \cdot \sigma_i + \sum_{k>i} n_k \cdot A_{ki} - n_i \cdot \sum_{j<i} A_{ij}, \quad (2.1)$$

где N_m – концентрация атомов мишени, I_a – интенсивность пучка быстрых атомов, σ_i – эффективное сечение возбуждения i -го уровня из основного состояния, n_k – число атомов в состоянии k на единицу длины пучка, A_{ki} – и A_{ij} – вероятности спонтанных переходов соответственно из состояния k в состояние i и из состояния i в состояние j . Первый член в правой части описывает прямое заселение i -го уровня атома из основного состояния, второй соответствует каскадным переходам на i -й уровень с вышележащих уровней, а третий описывает разрушение i -го уровня за счет спонтанных переходов.

Непосредственно в эксперименте измерялись сечения возбуждения спектральных линий. Сечение возбуждения спектральной линии σ_{ij} определяется по числу фотонов, испущенных атомами при переходе с i -го на j -й уровень из области наблюдения длиной L (между $x = l$ и $x = l + L$, где x – координата вдоль пучка быстрых частиц) за 1 с. Количество этих фотонов равно

$$\int_l^{l+L} n_i(x) \cdot A_{ij} dx = \sigma_{ij} \cdot N_m \cdot L \cdot I_a. \quad (2.2)$$

Соотношение между сечением возбуждения спектральной линии и сечением возбуждения уровня, с которым эта линия связана, определяется уравнением баланса заселения и опустошения данного уровня (2.1). Пренебрегая каскадным

заселением i -го уровня и учитывая, что $x = \nu t$, где ν – относительная скорость частиц, получаем из уравнения (2.1):

$$n_i(x) = \sigma_i \cdot N_m \cdot I_a \cdot \tau_i \cdot [1 - \exp(-x/x_i)], \quad (2.3)$$

где $x_i = \nu \tau_i$ и $\tau_i = 1 / \sum_{m < i} A_{im}$ (среднее время жизни i -го уровня). Подставляя выражение (2.3) в (2.2) и считая, что в симметричных столкновениях излучают как быстрые атомы, так и атомы газа-мишени, имеем:

$$\sigma_j = \sigma_{ij} \left(\sum_{m < i} A_{im} / A_{ij} \right) / (1 + \xi), \quad (2.4)$$

где ξ – коэффициент, учитывающий долю быстрых возбужденных атомов, которые излучают до выхода из зоны наблюдения (“вынос излучения”). Коэффициент ξ равен

$$\xi = 1 - x_i / L \cdot \exp(-l/x_i) (1 - \exp(-L/x_i)). \quad (2.5)$$

Множитель $1/(1 + \xi)$ получен из условия, что сечения возбуждения быстрых и медленных атомов в симметричных столкновениях равны.

Определение сечения возбуждения спектральной линии сводится к измерению абсолютной интенсивности линии, плотности потока налетающих частиц и плотности атомов мишени. С учетом поляризации регистрируемого излучения сечение возбуждения спектральной линии равно

$$\sigma_{ij} = \frac{4\pi S(\lambda)}{\Omega K(\lambda)} \frac{G}{I_a \cdot N_m \cdot L}, \quad (2.6)$$

где Ω – телесный угол, определяющийся апертурой оптической системы, $S(\lambda)$ – скорость счета фотонов и $K(\lambda)$ – абсолютная спектральная чувствительность регистрирующей системы на данной длине волны. Коэффициент G учитывает угловое распределение излучения диполя:

$$G = \frac{(3 - P)}{3(1 - P \cdot \cos^2 \theta)}, \quad (2.7)$$

где P – степень поляризации регистрируемого излучения, а θ – угол между пучком быстрых частиц и осью оптической системы.

Степень поляризации излучения определялась как

$$P = (I_{\parallel} - I_{\perp}) / (I_{\parallel} + I_{\perp}), \quad (2.8)$$

где I_{\parallel} и I_{\perp} – интенсивности компонент, поляризованных соответственно параллельно и перпендикулярно пучку быстрых частиц.

Интенсивность атомного пучка в зоне наблюдения рассчитывалась следующим образом:

$$I_a = J / (\gamma^0(E) \cdot e) \quad (2.9)$$

где J – ток детектора, $\gamma^0(E)$ – коэффициент вторичной эмиссии с поверхности детектора под действием быстрых атомов (см. п. 2.6).

Таким образом, для достоверного определения сечений возбуждения атомных уровней кроме интенсивности пучка быстрых частиц, концентрации атомов мишени, геометрического фактора конденсора и спектральной чувствительности регистрирующей системы необходимо знать:

- геометрические характеристики пучка быстрых частиц (определяются геометрией системы формирования атомного пучка), энергетический разброс ионов и быстрых атомов (определяется характеристиками разряда в источнике ионов);
- поляризацию излучения возбужденных атомов во всем диапазоне энергий налетающих частиц;
- диапазон давлений газа-мишени, в котором выполняется условие однократности столкновений.

Определение перечисленных параметров и величин, а также их влияние на результаты измерений рассматривается в следующих параграфах.

2.2 Назначение и состав экспериментальной установки

Данная установка предназначена для исследования процессов возбуждения при атом-атомных столкновениях в диапазоне энергий налетающих частиц от 50 до 1000 эВ. Установка позволяет методами оптической спектроскопии определять полные сечения возбуждения уровней, поляризацию излучения сталкивающихся частиц, а также исследовать возбуждаемый спектр при взаимодействии пучка

быстрых атомов и ионов с газовой мишенью в условиях парных столкновений. Спектральный диапазон установки – от 316 до 850 нм.

На рисунке 24 показана структурная схема экспериментальной установки.

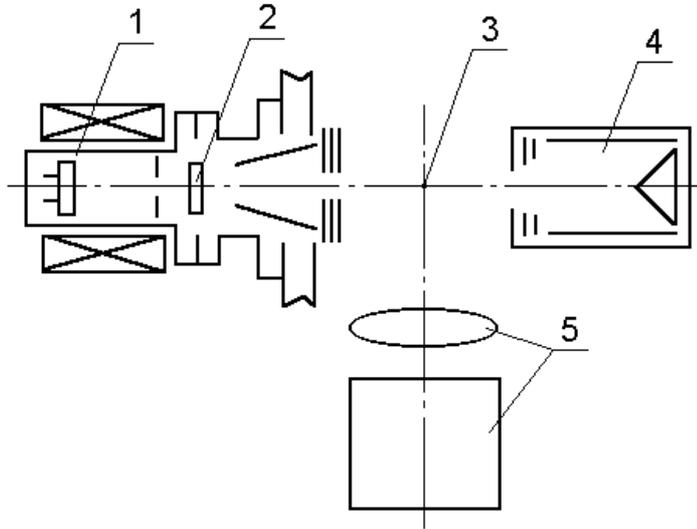


Рисунок 24 – Схема экспериментальной установки

В состав установки входят: источник ионов и быстрых атомов 1, камера перезарядки ионов 2, зона наблюдения 3, детектор быстрых частиц 4 и система регистрации оптического излучения 5, измерительно-вычислительный комплекс на базе персонального компьютера и программно-управляемой системы КАМАК [47], а также вакуумная система.

Структура функциональных модулей описана в соответствующих разделах.

Включение в состав установки средств для автоматизированного управления и сбора данных позволяет не только сократить время проведения эксперимента и увеличить его информативность, но и значительно повысить точность и надежность результатов при регистрации предельно слабых световых потоков в режиме накопления. Это обусловлено возможностью непрерывно контролировать условия эксперимента и корректировать результат в соответствии с изменяющимися условиями.

2.3 Источник ионов и быстрых атомов

Источник ионов и быстрых атомов предназначен для получения пучков ионов и быстрых атомов инертных газов в основном состоянии с энергией от 50 до 1000 эВ.

Пучок ионов создавался с помощью плазменного (газоразрядного) источника ионов, собранного по схеме, предложенной в работах [48, 49]. Такой источник обеспечивает высокую эффективность ионизации рабочего газа, так как в нем реализуются условия осцилляции электронов в межэлектродном пространстве. Путь электронов в разрядном промежутке увеличивается как за счет использования скрещенных электрического и магнитного полей, так и за счет отражательной геометрии разрядного промежутка. Кроме того, преимущественная локализация разряда вдоль оси источника обеспечивает высокую концентрацию плазмы у выходного отверстия в отражательном электроде.

Схема источника ионов приведена на рисунке 25. Источник состоит из цилиндрического анода 1, прямонакального вольфрамового катода 2 (который вследствие термоэмиссии обеспечивает поступление ионизирующих нейтральный газ электронов) и отражательного электрода 3, погруженных в продольное магнитное поле, создаваемое электромагнитом 4. Анодная камера, корпус катодного узла, а также фланцы ионно-оптической системы выполнены из немагнитной нержавеющей стали. Каждый из перечисленных элементов снабжен рубашкой водяного охлаждения. Внутренний диаметр анодной камеры – 60 мм. Расстояние между отражательным электродом и катодом составляло 20 мм. Для уменьшения загрязнения плазмы ионами материала отражательного электрода (вследствие его распыления под действием ионной бомбардировки), отражательный электрод был изготовлен из молибдена. Вакуумное уплотнение всех фланцев источника было выполнено с помощью термостойкой вакуумной резины; друг от друга фланцы изолировались фторопластовыми кольцами.

Использование внешнего магнитного поля в межэлектродном зазоре существенно влияет на развитие и существование плазмы газового разряда:

магнитное поле значительно увеличивает путь ионизирующих электронов и препятствует быстрому попаданию электронов на анод, что приводит к увеличению эффективности ионизации и зажиганию разряда при меньших давлениях рабочего газа.

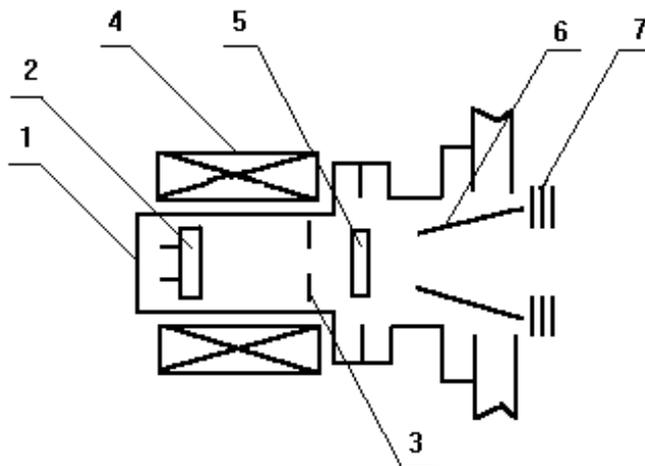


Рисунок 25 – Схема источника ионов и быстрых атомов

Ионы с поверхности газоразрядной плазмы собирались с помощью ионно-оптической системы, образованной отражательным электродом 3 и вытягивающим электродом 5. Для увеличения выходного тока токоотбор осуществлялся с развитой плазменной поверхности, фиксированной на выходном отверстии отражательного электрода. В качестве вытягивающего электрода использовался графитовый диск толщиной 1-3 мм с 92 каналами длиной 2.5 мм, диаметром 0.3 мм и прозрачностью 0.33. Расстояние между отражательным и вытягивающим электродами составляло 0.5 мм. Использование большой совокупности каналов позволило не только увеличить токоотбор с поверхности плазменного эмиттера (что особенно важно при малых вытягивающих потенциалах), но и получить значительный перепад давлений между полостью источника и камерой столкновений (до 2000 раз). Вытягивающий электрод также выполнял функции камеры перезарядки, давление газа в которой определялось перепадом давлений между ионным источником и камерой столкновений. На

выходе источника установлены отклоняющие пластины 6 и три диафрагмы 7 с отверстиями диаметром 7, 6.5, 6 мм. Расстояние между последней диафрагмой и зоной наблюдения составляло 12 мм.

Рабочее давление газа в ионном источнике варьировалось в диапазоне 6-15 Па. Падение напряжения на разрядном промежутке составляло ~ 10 В при токе разряда до 2 А и индукции магнитного поля $(2-3) \cdot 10^{-3}$ Тл. Низкое напряжение на разряде позволяет не только получить ионный пучок менее загрязненный материалами катода и отражательного электрода (за счет снижения интенсивности распыления их ионами), но также значительно увеличить срок службы прямонакального катода. Энергия ионов задавалась ускоряющим потенциалом, приложенным к камере перезарядки, и регулировалась в диапазоне 50-1000 эВ. Максимальная плотность тока на вытягивающий электрод составляла 10 мА/см^2 .

Пучок быстрых атомов в основном состоянии формировался путем симметричной резонансной перезарядки ионов аргона на собственном газе в каналах вытягивающего электрода 5. Ионы, оставшиеся в атомном пучке, убирались отклоняющими пластинами 6 (и отсекались диафрагмами 7). Ток фильтра при этом достигал насыщения, когда разность потенциалов U , приложенная между пластинами, была равна

$$U = E/e, \quad (2.10)$$

где E -кинетическая энергия ионов пучка, а e -заряд электрона. Плотность потока быстрых атомов аргона достигала 10^{14} част/($\text{м}^2\text{с}$). Угловая расходимость пучка не превышала $3 \cdot 10^{-4}$ ср. Интенсивность атомного пучка определялась по вторичной электронной эмиссии с поверхности детектора быстрых частиц (описан далее в 2.5.).

Аппаратное обеспечение управления источником пучка ионов и быстрых атомов представлено в подразделе 2.7.

2.4 Детектор быстрых атомов

Интенсивность пучка быстрых атомов аргона измерялась с помощью детектора, схема которого приведена на рисунке 26. Детектор состоит из цилиндрического и конического коллекторов 1 и 2 соответственно, диафрагм 3 и 4 и защитного экрана 5. Все электроды детектора выполнены из немагнитной нержавеющей стали. Диаметры отверстий в диафрагмах 3, 4 и диафрагме (входном отверстии) защитного экрана 5 равны соответственно 12, 11 и 10 мм. Входное отверстие детектора находилось в 23 мм от центра зоны наблюдения и в 250 мм от вытягивающего электрода источника быстрых частиц. Расстояние между коническим электродом детектора и его входной диафрагмой равно 47 мм. Диафрагмы 3 и 4 предназначены для предотвращения ухода из детектора вторичных электронов, выбиваемых быстрыми частицами с поверхностей конического и цилиндрического коллекторов, так как иначе этот ток суммировался бы с током приходящих ионов и, тем самым, искажал его значение. (При работе с атомным пучком эти диафрагмы могут быть заземлены). С той же целью внутренняя поверхность цилиндрического коллектора имела глубокую треугольную нарезку, а угол наклона образующей конического электрода был выбран равным 45° , чтобы быстрые частицы, отраженные от его поверхности могли покинуть полость детектора лишь после нескольких столкновений, потеряв при этом значительную долю первоначальной энергии и заряд. Последнее необходимо для уменьшения вторичной электронной эмиссии с внутренней (к детектору) стороны диафрагм 3 и 4.

Интенсивность пучка нейтральных атомов определялась по току вторичных электронов, выбиваемых атомами с поверхности конического электрода [50]. При этом цилиндрический коллектор 1 находился под положительным потенциалом относительно земли (ток детектора при регистрации атомного пучка с энергией 1000 эВ достигал насыщения при потенциале цилиндра +6 В). Интенсивность атомного пучка I_a определялась с помощью соотношения:

$$I_a = J_e / (\gamma^0(E) \cdot e), \quad (2.11)$$

где J_e – ток вторичных электронов, покидающих поверхность конуса, $\gamma'(E)$ – коэффициент вторичной электронной эмиссии под действием быстрых атомов аргона с энергией E и e – заряд электрона.

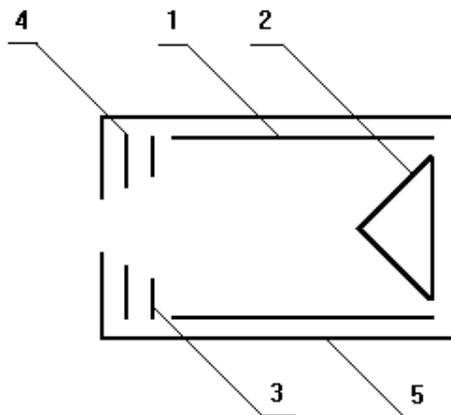


Рисунок 26 – Детектор ионного и атомного пучков

Конструкция детектора позволила контролировать коэффициент вторичной электронной эмиссии с поверхности конического электрода под действием быстрых нейтральных частиц. Методика измерения коэффициента вторичной электронной эмиссии и полученная зависимость от энергии приведены ниже.

Коэффициент вторичной электронной эмиссии с поверхности конического электрода под действием быстрых нейтральных частиц определялся следующим образом.

Считая, что давление газа в камере столкновений много меньше давления в источнике ионов, можно аппроксимировать распределение концентрации нейтральных частиц в каналах камеры перезарядки линейной зависимостью

$$n = n_0(l-x/l), \quad (2.12)$$

где n_0 – концентрация атомов в камере источника ионов, l – длина канала, а x – текущая координата [51]. Тогда ток ионов, прошедших через камеру без перезарядки, будет равен

$$J_1 = J_0 \exp(-\sigma \cdot n_0 \cdot l/2), \quad (2.13)$$

где J_o – ток пучка ионов на входе камеры перезарядки и s – сечение перезарядки при данной энергии. Интенсивность пучка нейтральных атомов при этом равна

$$I_a = J_o(1 - \exp(-\sigma \cdot n_o \cdot l/2))/e, \quad (2.14)$$

где e – заряд электрона. Объединяя выражения (2.13) и (2.14), можно получить окончательную формулу для расчета I_a :

$$I_a = J_i(1 - \exp(-\sigma \cdot n_o \cdot l/2))/(e \cdot \exp(-\sigma \cdot n_o \cdot l/2)). \quad (2.15)$$

По определению коэффициент вторичной электронной эмиссии равен

$$\gamma^\circ = J_e/(I_a \cdot e), \quad (2.16)$$

поэтому, измерив ток вторичных электронов J_e с поверхности конического электрода детектора и рассчитав величину I_a , можно определить γ° .

Полученная зависимость $\gamma^\circ(E)$ для атомов аргона в диапазоне энергий налетающих частиц от 100 до 1000 эВ приведена на рисунке 27. Измерения проводились при давлении газа в камере столкновений $5 \cdot 10^{-3}$ Па. Значения сечений перезарядки взяты из работы [52].

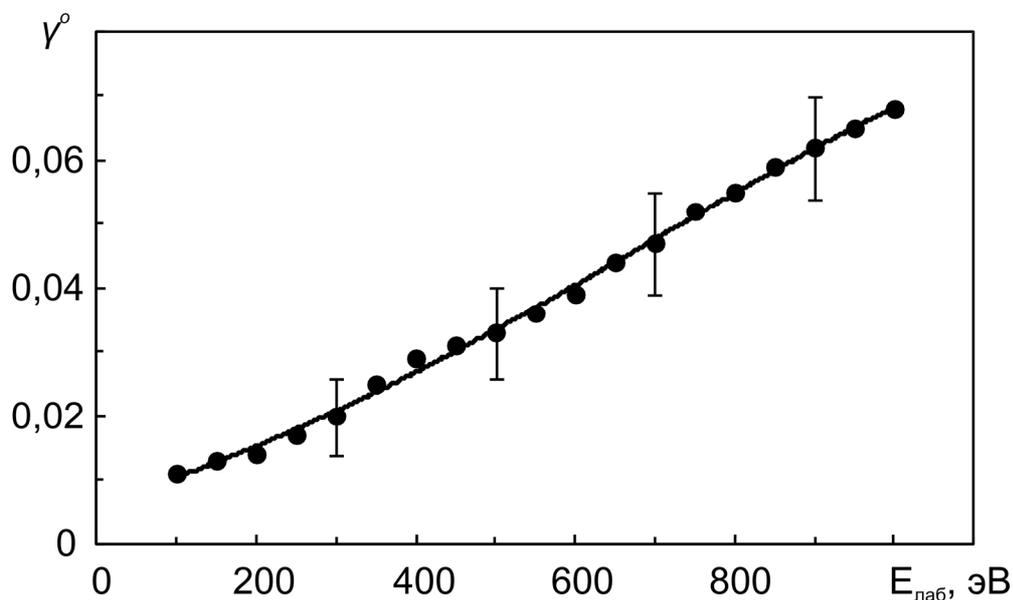


Рисунок 27 – Зависимость коэффициента вторичной электронной эмиссии с поверхности детектора под действием атомов аргона от энергии атомов

Аппаратное обеспечение детектора быстрых атомов описано в подразделе 2.7.

2.5 Система регистрации оптического излучения

Схема системы сбора и спектрального анализа оптического излучения приведена на рисунке 28.

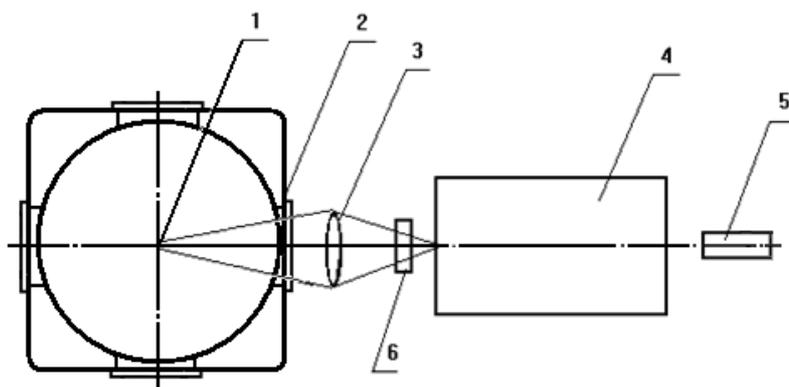


Рисунок 28 – Схема системы сбора и спектрального анализа оптического излучения

Источником излучения 1 является светящийся объем атомов диаметром 6 мм. Излучение возбужденных атомов из зоны наблюдения 1 с помощью кварцевого конденсора 3 (диаметр – 50 мм, фокусное расстояние – 105 мм) фокусировалось на входную щель монохроматора 4 с увеличением равным единице. Источник излучения и входная щель спектрального прибора располагались на двойных фокусных расстояниях от конденсора. Оптическая ось конденсора была перпендикулярна пучку быстрых атомов. Из вакуумной камеры излучение выводилось через кварцевое окно 2 толщиной 0.8 мм и диаметром 25 мм. Зависимость коэффициента пропускания кварцевого стекла от длины волны представлена на рисунке 29. Излучение регистрируется фотоэлектронным умножителем 5. Цифрой 6 обозначена поляризационная призма. Весь оптический тракт был закрыт светозащитным кожухом, внутренние поверхности которого зачернены.

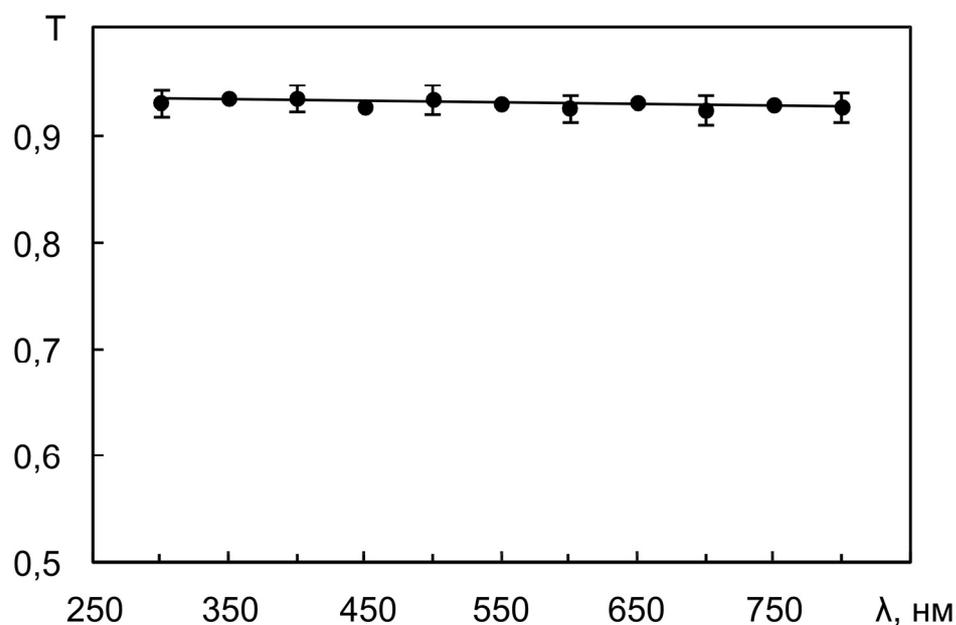


Рисунок 29 – Зависимость коэффициента пропускания кварцевого стекла от длины волны

В качестве спектрального прибора использовался монохроматор МДР-2 с обратной линейной дисперсией в первом порядке дифракции 4 нм/мм (решетка 600 штр/мм), относительным отверстием 1:2.5 рабочим диапазоном длин волн 0.3 – 1.2 мкм (нестандартный редуктор). Настройка прибора на длину волны осуществлялась с помощью шагового двигателя, связанного через редуктор с поворотным механизмом дифракционной решетки. Минимальный шаг при сканировании спектра составлял 0.03 нм. Входная щель монохроматора была перпендикулярна направлению распространения пучка быстрых атомов.

Анализ поляризации излучения осуществлялся с помощью призмы Глана – Томсона 6. Призма представляет собой две одинаковые призмы, выполненные из двупреломляющих кристаллов (оптического кальцита), между которыми расположен тонкий плоскопараллельный воздушный зазор. Показатель преломления CaCO_3 для необыкновенной волны примерно на 0.2 меньше, чем для обыкновенной волны. Принцип действия и устройство призмы показаны на рисунке 30.

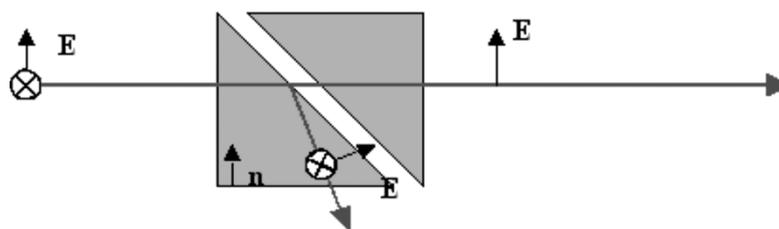


Рисунок 30 – Схематическое изображение конструкции призмы Глана – Тейлора и хода световых лучей в ней: n – направление оптической оси кристалла; E – вектор напряженности электрического поля луча

Размер призмы – 20x20 мм, рабочий диапазон длин волн – 250÷2300 нм, а угловая апертура составляет 8° . Правильность определения плоскости поляризации проконтролирована по зеemanовскому расщеплению линии Hg I 579.0 нм в поперечном магнитном поле (переход $6^1P_1-6^1D_2$). В спектральном диапазоне 350-670 нм степень поляризации излучения, пропускаемого данным поляроидом, была не менее 0.999 (относительная погрешность измерений не превышала 0.003). Для устранения поляризующего действия монохроматора использовались компенсаторы из четвертьволновых слюдяных пластинок (8). Оптические оси поляроида и компенсатора ориентировались под углом 45° друг к другу, что обеспечивало круговую поляризацию излучения на входе монохроматора. Остаточная линейная поляризация не превышала 0.5 %.

Оптическое излучение регистрировалось фотоэлектронным умножителем ФЭУ-106 (5) в режиме счета фотонов. При выборе типа фотоэлектронного умножителя учитывалось, что для измерения предельно слабых световых потоков необходим ФЭУ с малой величиной скорости счета темновых импульсов и малыми ее флуктуациями, а также имеющий фотокатод с высокой световой чувствительностью в широком спектральном диапазоне.

Счет отдельных импульсов по сравнению с методом измерения тока дает возможность отбирать импульсы ФЭУ по амплитуде. Используя дискриминатор можно отсечь экспоненциальную ветвь амплитудного распределения темновых импульсов ФЭУ и, тем самым, увеличить отношение сигнал/шум. Кроме того, регистрация отдельных импульсов позволяет исключить влияние на результат

измерений флуктуаций коэффициента усиления ФЭУ и дрейфов измерительной аппаратуры, а также использовать (для уменьшения погрешности) большое время накопления сигнала.

Для подбора ФЭУ с одноэлектронной счетной характеристикой использовался многоканальный анализатор импульсов NTA-1024. Эффективное использование ФЭУ в режиме счета фотонов возможно лишь при наличии одноэлектронного пика на амплитудном распределении выходных импульсов. Выбор напряжения питания ФЭУ в области плато счетной характеристики гарантирует распределение одноэлектронных импульсов пуассоновского типа [53].

Зависимость числа регистрируемых импульсов от напряжения питания для подобранного ФЭУ представлена на рисунке 31. Наблюдаемое плато соответствует регистрации каждого фотоэлектрона, умноженного диодной системой. Его подъем обусловлен постепенным нарастанием газоразрядных процессов. Большая крутизна плато в данном случае объясняется тем, что счетная характеристика измерялась при слабой засветке ФЭУ. Высоковольтная граница плато счетной характеристики определяется развитием газоразрядных процессов в области между последним диодом и анодом при ведущей роли ионной обратной связи [54]. Видно, что оптимальное рабочее напряжение данного экземпляра ФЭУ – 1.6-1.8 кВ.

Допустимая загрузка счетного тракта, включающего ФЭУ, усилитель, дискриминатор импульсов и счетчик, определяется его мертвым временем τ , то есть наименьшим интервалом времени, по истечении которого после прихода очередного импульса система сможет зарегистрировать следующий импульс. Мертвое время необходимо знать для корректного определения скорости счета импульсов с ФЭУ.

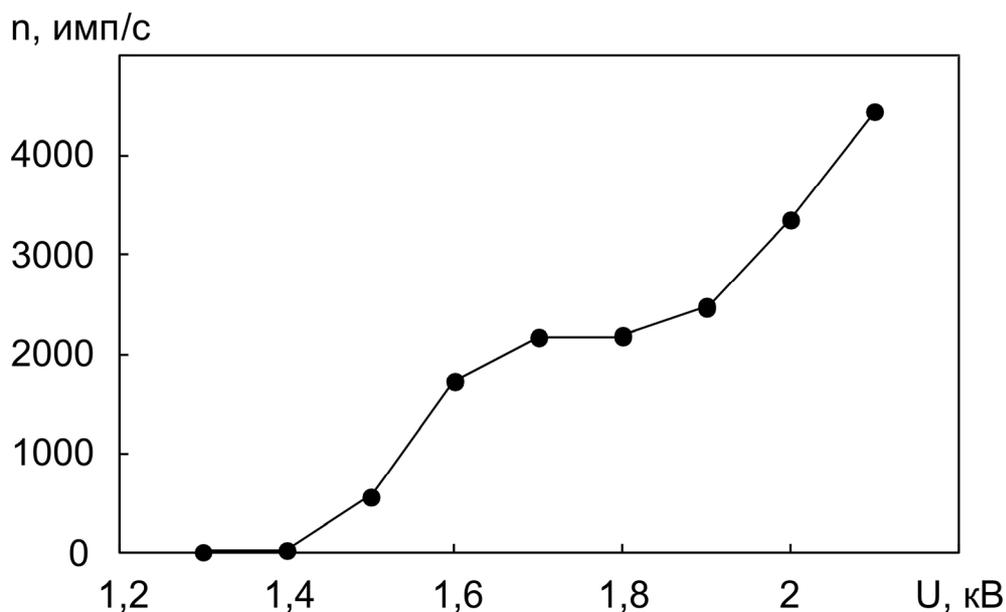


Рисунок 31 – Счетная характеристика ФЭУ-106

Значение τ определялось методом, основанном на сопоставлении скорости счета при совместном и раздельном действии двух источников света. Суть этого метода заключается в том, что, сравнивая скорости счета при совместном и раздельном действии двух источников, можно определить число просчетов регистрирующей аппаратуры, которое, в свою очередь, пропорционально τ [55]. В случае малой загрузки ($n \cdot \tau \ll 1$ $n \cdot \tau < 1$, где n – интенсивность событий на входе системы регистрации (имп/с)), когда типом мертвого времени можно пренебречь, τ определяется следующим образом:

$$\tau = \frac{(m_1 - m_f) + (m_2 - m_f) - (m_3 - m_f)}{2(m_1 - m_f)(m_2 - m_f)}, \quad (2.17)$$

где m_1 и m_2 – скорости счета при освещении ФЭУ соответственно первым и вторым источниками света и m_f – скорость счета фоновых импульсов. Для пуассоновского распределения импульсов и $m_f < m_1, m_2$ дисперсия определяется как

$$D = \frac{m_1 + m_2 + m_3}{4m_1m_2t}, \quad (2.18)$$

где t – время накопления сигналов для случаев 1-3 ($t=t_1=t_2=t_3$). В качестве источников света использовались светодиоды АЛ307А. Напряжение на них подавалось от блоков Б5-43. Измерения проводились при загрузке счетного канала m_1, m_2 10^4 имп/с. Полученное значение равно 3.1 ± 0.1 мкс и обусловлено, в основном, частотными свойствами дискриминатора и усилителя импульсов. Доверительный интервал определен с вероятностью 95 %.

Измерение абсолютной чувствительности спектрометрической системы, то есть определение соотношения между плотностью мощности излучения на входе измерительной системы и ее откликом, проводилось с помощью паспортизованной светоизмерительной лампы по стандартной методике [56-58]. Для питания лампы использовался стабилизированный выпрямитель СНП – 40. Установка лампы осуществлялась таким образом, чтобы за счет выбора величины телесного угла обеспечить поток фотонов, близкий по интенсивности к исследуемому.

Чувствительность регистрирующей системы определена в спектральном диапазоне 316 – 850 нм на длинах волн, соответствующих изученным переходам Ar I. При измерениях в диапазоне длин волн 316 – 360 нм учитывалось попадание на ФЭУ рассеянного решеткой и зеркалами монохроматора излучения банд-лампы. Истинная скорость счета фотонов в этом спектральном диапазоне определялась как разность скоростей счета, измеренных без светофильтра и со светофильтром БС-8. Используемый светофильтр был предварительно прокалиброван. В красной области спектра проверялось наложение излучения из синей области второго порядка дифракции.

Спектральная чувствительность измерительной системы представлена на рисунке 32. Кроме того, в таблице 4 приведён ряд численных значений. Случайная погрешность измерений не превышала 1.5 %, систематическая погрешность, обусловленная погрешностью калибровки измерительной лампы, точностью определения телесного угла оптической системы и площади излучающей поверхности, составила ± 10 %.

K, имп/фот

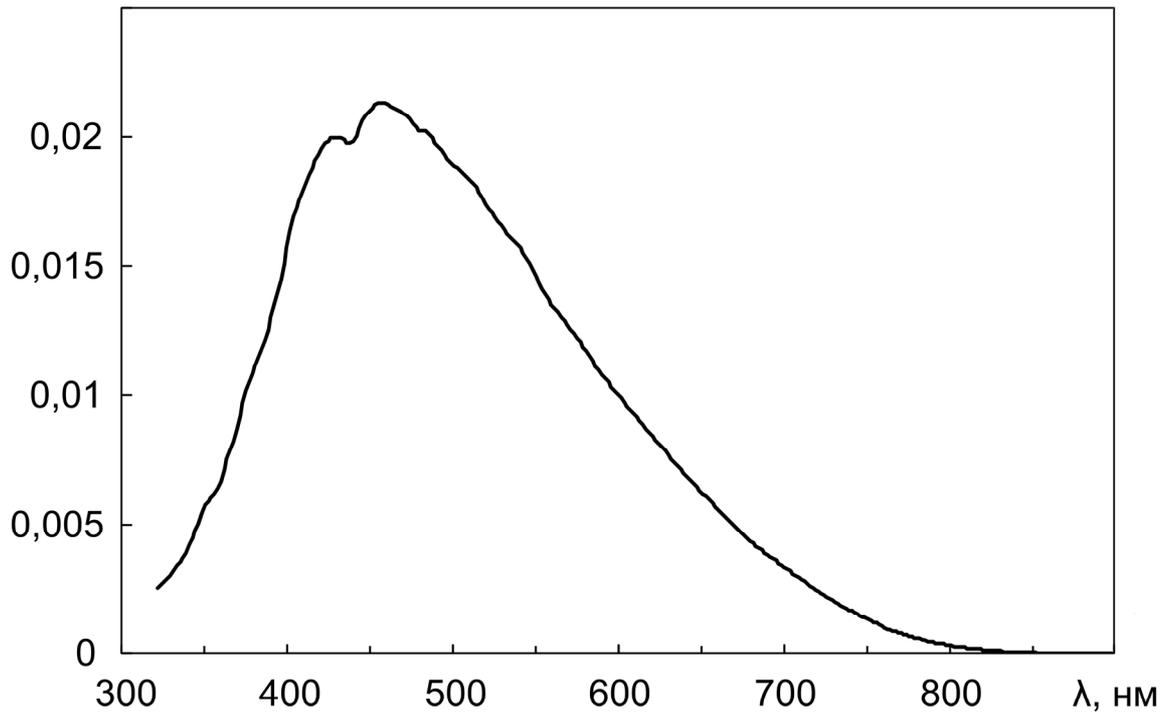


Рисунок 32 – Спектральная чувствительность системы регистрации оптического излучения

Таблица 4. Спектральная чувствительность системы регистрации оптического излучения.

λ , нм	$K(\lambda)$, имп/фот	λ , нм	$K(\lambda)$, имп/фот	λ , нм	$K(\lambda)$, имп/фот
897.85	$4.78 \cdot 10^{-8}$	729.08	$2.03 \cdot 10^{-3}$	523.27	$1.69 \cdot 10^{-2}$
893.87	$4.97 \cdot 10^{-7}$	722.32	$2.32 \cdot 10^{-3}$	515.66	$1.77 \cdot 10^{-2}$
888.27	$1.31 \cdot 10^{-6}$	715.53	$2.59 \cdot 10^{-3}$	508.04	$1.84 \cdot 10^{-2}$
882.62	$2.70 \cdot 10^{-6}$	708.71	$2.90 \cdot 10^{-3}$	500.42	$1.89 \cdot 10^{-2}$
876.91	$4.71 \cdot 10^{-6}$	701.86	$3.21 \cdot 10^{-3}$	492.8	$1.94 \cdot 10^{-2}$
871.14	$8.28 \cdot 10^{-6}$	694.99	$3.55 \cdot 10^{-3}$	485.18	$2.00 \cdot 10^{-2}$
865.32	$1.36 \cdot 10^{-5}$	688.09	$3.84 \cdot 10^{-3}$	477.56	$2.03 \cdot 10^{-2}$
859.45	$2.03 \cdot 10^{-5}$	679.3	$4.32 \cdot 10^{-3}$	469.95	$2.09 \cdot 10^{-2}$
853.52	$2.98 \cdot 10^{-5}$	671.69	$4.75 \cdot 10^{-3}$	462.33	$2.12 \cdot 10^{-2}$
847.54	$4.28 \cdot 10^{-5}$	664.09	$5.25 \cdot 10^{-3}$	454.71	$2.14 \cdot 10^{-2}$
841.52	$5.85 \cdot 10^{-5}$	656.49	$5.74 \cdot 10^{-3}$	447.09	$2.10 \cdot 10^{-2}$

λ , нм	$K(\lambda)$, имп/фот	λ , нм	$K(\lambda)$, имп/фот	λ , нм	$K(\lambda)$, имп/фот
835.44	$7.79 \cdot 10^{-5}$	648.88	$6.25 \cdot 10^{-3}$	439.47	$2.00 \cdot 10^{-2}$
829.32	$1.04 \cdot 10^{-4}$	641.27	$6.79 \cdot 10^{-3}$	431.85	$1.99 \cdot 10^{-2}$
823.15	$1.36 \cdot 10^{-4}$	633.66	$7.31 \cdot 10^{-3}$	424.22	$2.00 \cdot 10^{-2}$
816.93	$1.77 \cdot 10^{-4}$	626.06	$7.87 \cdot 10^{-3}$	416.6	$1.94 \cdot 10^{-2}$
810.67	$2.20 \cdot 10^{-4}$	618.45	$8.46 \cdot 10^{-3}$	408.98	$1.82 \cdot 10^{-2}$
804.37	$2.71 \cdot 10^{-4}$	610.84	$9.04 \cdot 10^{-3}$	401.36	$1.70 \cdot 10^{-2}$
798.02	$3.38 \cdot 10^{-4}$	603.23	$9.61 \cdot 10^{-3}$	393.74	$1.45 \cdot 10^{-2}$
791.64	$4.11 \cdot 10^{-4}$	595.61	$1.02 \cdot 10^{-2}$	386.12	$1.26 \cdot 10^{-2}$
785.21	$4.99 \cdot 10^{-4}$	588.00	$1.08 \cdot 10^{-2}$	378.5	$1.11 \cdot 10^{-2}$
778.74	$6.04 \cdot 10^{-4}$	580.39	$1.15 \cdot 10^{-2}$	370.88	$9.75 \cdot 10^{-3}$
772.23	$7.24 \cdot 10^{-4}$	572.78	$1.23 \cdot 10^{-2}$	363.26	$7.88 \cdot 10^{-3}$
765.69	$8.59 \cdot 10^{-4}$	565.16	$1.29 \cdot 10^{-2}$	355.64	$6.34 \cdot 10^{-3}$
759.11	$1.02 \cdot 10^{-3}$	557.55	$1.35 \cdot 10^{-2}$	348.02	$5.86 \cdot 10^{-3}$
752.5	$1.23 \cdot 10^{-3}$	549.93	$1.44 \cdot 10^{-2}$	340.4	$4.60 \cdot 10^{-3}$
745.85	$1.45 \cdot 10^{-3}$	542.32	$1.54 \cdot 10^{-2}$	332.78	$3.64 \cdot 10^{-3}$
739.16	$1.65 \cdot 10^{-3}$	534.7	$1.60 \cdot 10^{-2}$	325.16	$2.93 \cdot 10^{-3}$
732.45	$1.90 \cdot 10^{-3}$	527.08	$1.66 \cdot 10^{-2}$	317.54	$2.43 \cdot 10^{-3}$

Аппаратное обеспечение системы регистрации оптического излучения для управления монохроматором, измерения интенсивности спектральных линий и записи спектров описано в подразделе 2.7.

2.6 Вакуумная система

Вакуумная система предназначена для откачки рабочего объема установки с установленным в нем исследовательским оборудованием. Схема вакуумной установки показана на рисунке 33.

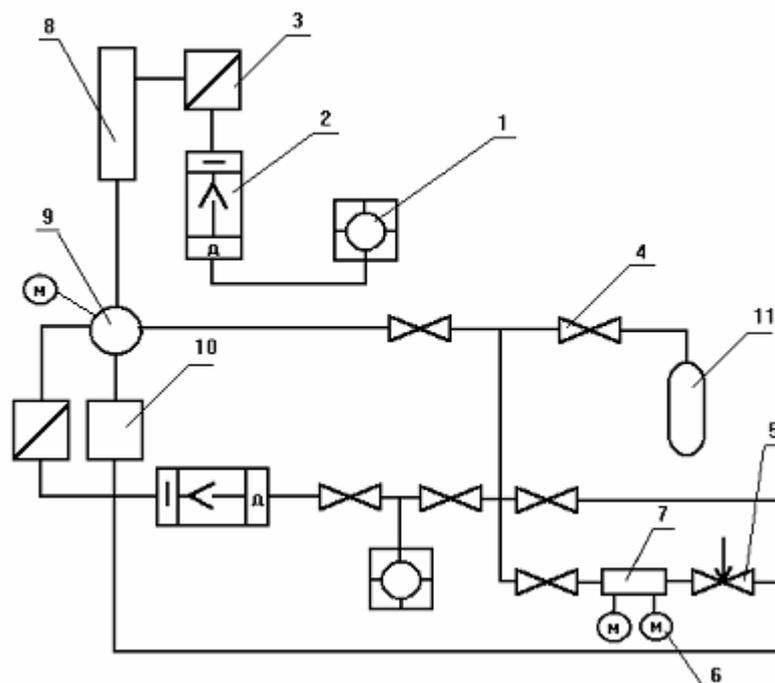


Рисунок 33 – Схема вакуумной установки

Цифрами на схеме обозначены следующие элементы:

1. Насосы форвакуумные 2НВП-5Д.
2. Пароструйные диффузионные насосы НВД-0.15; Н-100/350.
3. Вакуумные затворы (ДУ-160, ЗПТ-160).
4. Краны.
5. Газовый натекатель.
6. Манометрические преобразователи ПМТ-2 и ПМИ-2.
7. Балластный баллон.
8. Времяпролётная труба.
9. Камера столкновений.
10. Источник ионов.
11. Баллон высокого давления.

Откачка рабочего объема вакуумного модуля, состоящего из камеры столкновений 9, времяпролетной трубы 8 и камеры с источником ионов 10, производится двумя механическими вакуумными насосами 1 типа 2НВП-5Д. Коммутация насосов с рабочим объемом производится высоковакуумными затворами 3. Для достижения более высокого вакуума применяются

пароструйные диффузионные насосы с ловушкой, охлаждаемой жидким азотом 2. Все трубопроводы сделаны из нержавеющей стали и могут перекрываться кранами 4. Давление измеряется с помощью манометрических преобразователей 6 типа ПМТ-2, ПМИ-2 и ПМИ-10-2. Газ мишени поступает в камеру столкновений из баллона высокого давления с рабочим газом 11 через вентиль-натекатель 5 и балластный баллон 7, который предназначен для уменьшения перепада давлений между баллоном высокого давления и камерой столкновений. Давление остаточного газа в камере столкновений составляло $\sim 1.3 \cdot 10^{-4}$ Па.

Вакуумметрическая часть вакуумной системы обеспечивает измерение давлений в следующих диапазонах:

- в диапазоне $13.3 - 1.33 \cdot 10^{-1}$ Па вакуумметрами ВИТ-2 и ВИТ-3 с помощью термодинамических манометрических преобразователей ПМТ-2;
- в диапазоне $13.3 - 1.33 \cdot 10^{-3}$ Па вакуумметрами ВИТ-3 с помощью ионизационных манометрических преобразователей типа ПМИ-10-2;
- в диапазоне $1.33 \cdot 10^{-1} - 1.33 \cdot 10^{-5}$ Па вакуумметрами ВИТ-2 и ВИТ-3 с помощью ионизационных манометрических преобразователей ПМИ-2.

Давление газа-мишени в камере столкновений контролировалось преобразователями ПМИ-2 и ПМИ-10-2 с вакуумметром ВИТ-3. Манометрический преобразователь ПМИ-10-2 был установлен на камере столкновений, на расстоянии 105 мм от зоны наблюдения. Напряжение на выходе вакуумметра измерялось цифровым вольтметром В7-27, подключенным к магистрали КАМАК с помощью входного регистра типа 305.

Основные элементы экспериментальной установки изготовлены из немагнитной нержавеющей стали 10Х18Н10Т, система откачки – из Ст. 20. Уплотнение фланцевых соединений камеры столкновений, источника ионов и быстрых атомов, окон и системы напуска газа выполнены с использованием прокладок из вакуумной резины.

Камера столкновений цилиндрической формы (диаметр 80 мм, длина 85 мм) подсоединяется к вакуумной камере и источнику атомного пучка с помощью фланцев с ДУ-80.

Давление остаточного газа в камере столкновений было равно $2 \cdot 10^{-5}$ Па. В обезгаженном источнике ионов при токе прямонакального катода 40-42 А (рабочий режим) давление остаточного газа не превышало $3 \cdot 10^{-3}$ Па.

2.7 Измерительно-вычислительный комплекс и программное обеспечение

Измерительно-вычислительный комплекс собран на базе персонального компьютера и программно-управляемой аппаратуры КАМАК [59, 60].

Блок-схема аппаратуры для управления источником пучка ионов и быстрых атомов, измерения токов пучков быстрых частиц и концентрации частиц в пучке мишени приведена на рисунке 34.

Управление энергией пучка ионов посредством изменения ускоряющего напряжения осуществляется с помощью блока питания Б5-50, управляемого выходным регистром типа 350. Для расширения диапазона изменения ускоряющего напряжения с помощью коммутатора последовательно к выходу блока Б5-50 подключаются два дополнительных блока питания (УИП-1). Управление коммутатором осуществляется регистром управления реле типа РУР-1Р через усилители мощности. Напряжение на отклоняющие пластины подается от блока питания УИП-1 через коммутатор.

Ток вторичных электронов, выбиваемых быстрыми атомами, измеряется цифровым вольтметром В7-27, подключенным к магистрали КАМАК с помощью входного регистра типа 305. С помощью коммутатора, управляемого регистром РУР-1Р, осуществляется управление потенциалами электродов детектора и изменение схемы его включения. Программное управление схемой включения детектора позволяет не только измерять токи ионов и атомов, но и контролировать коэффициенты вторичной электронной эмиссии с поверхности конуса детектора как для ионов, так и для быстрых атомов.

Давление газа частиц мишени измеряется ионизационным манометрическим преобразователем ПМИ-10 с вакуумметром ВИТ-3.

Напряжение на выходе вакуумметра регистрируется цифровым вольтметром В7-27.

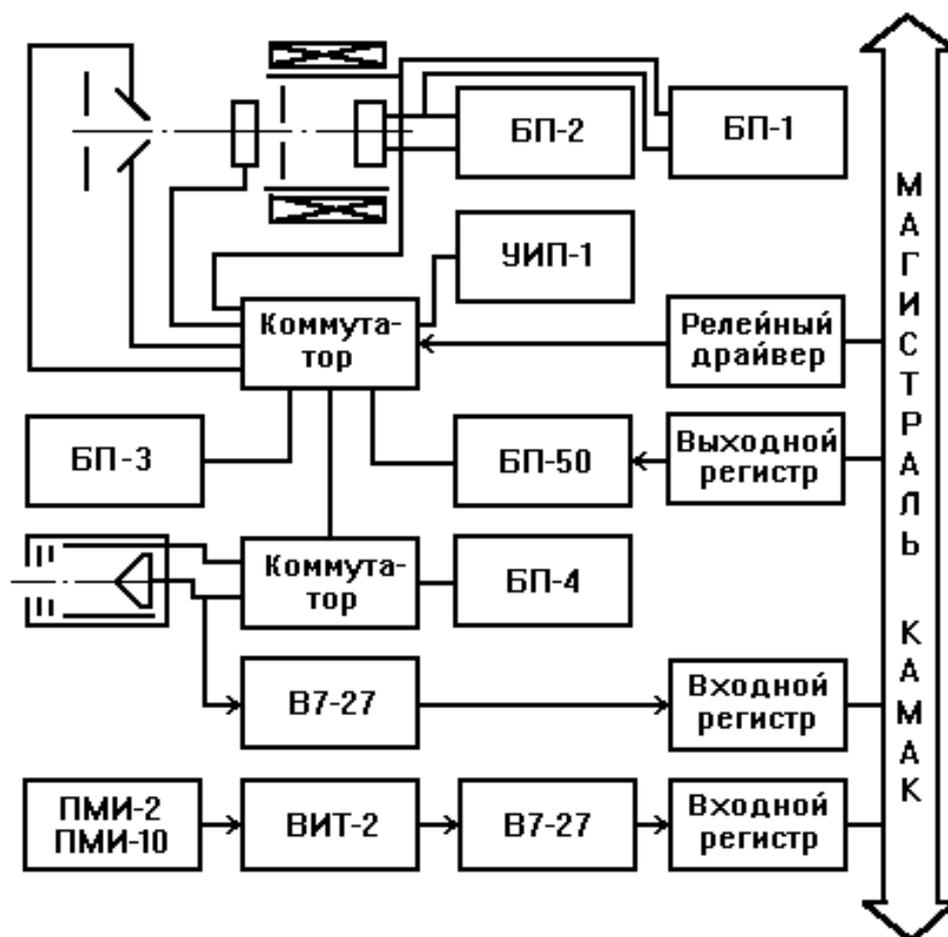


Рисунок 34 – Блок-схема измерительной аппаратуры для изучения процессов неупругого рассеяния

Блок-схема аппаратного обеспечения системы регистрации оптического излучения для управления монохроматором, измерения интенсивности спектральных линий и записи спектров приведена на рисунке 35.

Излучение атомов, возбуждаемых при столкновениях атомных частиц, регистрируется фотоэлектронным умножителем ФЭУ-106 в режиме счета фотонов. Сигнал с ФЭУ подается на предварительный усилитель ($K_{ус}=50$, $R_{вых}=50$ Ом), установленный непосредственно в кожухе ФЭУ, а далее – на усилитель УЗ-33. Для увеличения отношения сигнал/шум и согласования ФЭУ со счетчиком используется дискриминатор типа 1202. Счет импульсов осуществляется

двоично-десятичным счетчиком PS. Для управления шаговым двигателем монохроматора используется модуль МУШД в стандарте КАМАК с дополнительным усилителем мощности. Градуировка монохроматора по длинам волн осуществлялась по стандартной методике с использованием газоразрядных ламп с He, Ne, Ar и Hg. Для визуального контроля работы фотоэлектрического тракта использовался частотомер ЧЗ-34А.

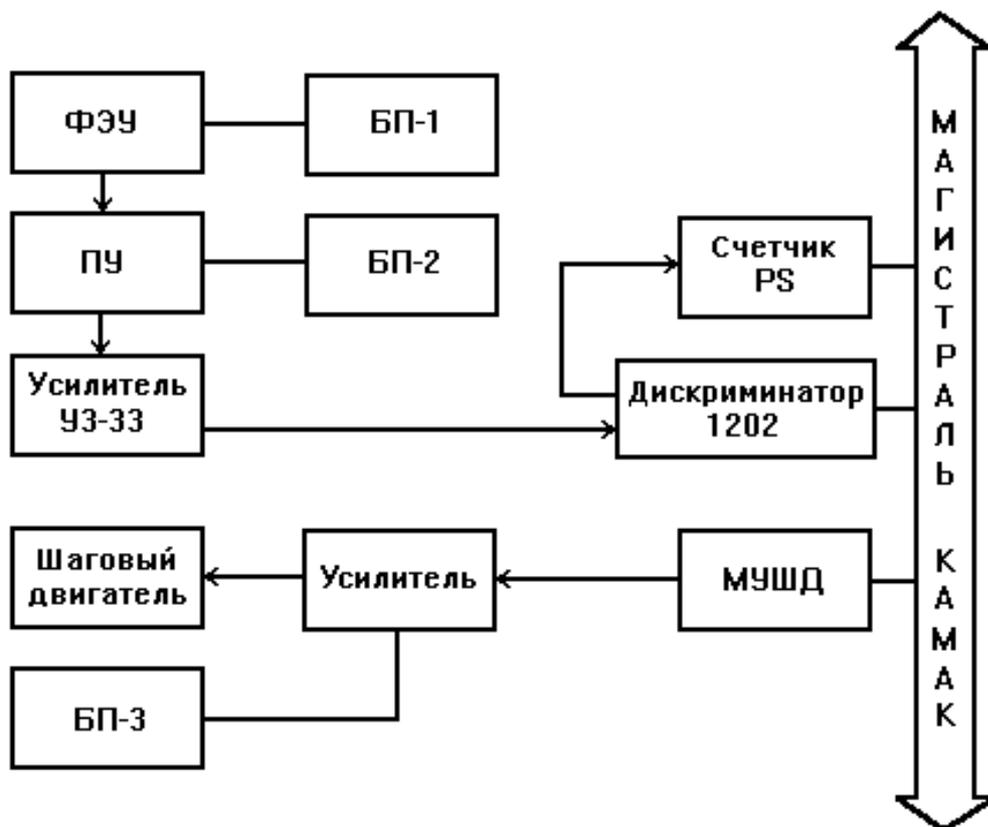


Рисунок 35 – Блок-схема измерительной аппаратуры для определения скорости счета фотонов и записи спектров

Программное обеспечение экспериментально комплекса представляет собой программу-клиент для управления ходом спектроскопического эксперимента, являющуюся частью распределенной информационно-измерительной системы.

Программное обеспечение комплекса написано на языке высокого уровня Java и используется для проведения эксперимента в режиме реального времени в среде операционной системы ОС Windows (а также совместимых с ней).

Структура системы представлена четырьмя звеньями: клиентские приложения, осуществляющие непосредственное управление экспериментом, коммуникационный сервер, являющийся ключевым звеном всей системы, серверы оборудования (КАМАК-, PXI-, GPIB- и Ethernet-сервер) и само оборудование. Более подробное описание систем приведено в работах [61-64].

Сервер оборудования представляет собой сервер последовательной обработки запросов. В его задачу входит определение допустимости для данного оборудования запрошенной функции и указанного адреса, передача запроса оборудованию, а также пересылка клиенту ответа или номера ошибки при возникновении исключительной ситуации. Таким путем достигается универсальность коммуникационного сервера, который работает с серверами оборудования по стандартному протоколу.

В состав КАМАК-сервера входят следующие классы:

- CamacS – основной класс сервера – реализует «прослушивание сети», подключение коммуникационного сервера, реализует алгоритм обслуживания клиента, в частности, обеспечивает проверку корректности значений входных параметров запроса клиента и выполнение команды управления аппаратурой;
- CserverProtocol – в данном интерфейсе определены коды операций, ошибок и другие константы коммуникационных протоколов (общий для системы);
- QueryToEServer – в данном классе определен объект «кадр запроса» к серверу и методы для работы с этим объектом (общий для системы);
- ReplyFromEServer – в классе определен объект «кадр ответа» и методы для работы с этим объектом (общий для системы);
- CamacLib – класс содержит библиотеку методов для работы с аппаратурой КАМАК. Для выполнения операций чтения-записи в порты ввода/вывода данный класс обращается к внешним методам, реализованным на Си. Основные методы класса: CmZ – безадресная КАМАК-команда ZERO, CmC – безадресная КАМАК-команда CLEAR,

CmF – адресная КАМАК-команда управления, CmFWW – адресная КАМАК-команда записи, CmFRR – адресная КАМАК-команда чтения, CmQ – команда проверки L-запроса. Также в этом классе объявлены два внешних метода: outport – запись байта и inport – чтение байта из порта ввода/вывода.

Программа-клиент для управления ходом спектроскопического эксперимента содержит следующие методы:

- инициализации и завершения соединения;
- формирования запросов к коммуникационному серверу и серверу оборудования;
- проверки сигнала Q;
- преобразования из двоично-десятичного формата в бинарный и преобразования из бинарного формата в двоично-десятичный;
- вычисления номера шага двигателя монохроматора по заданной длине волны и определения длины волны по номеру шага;
- обнуления счетчиков, один из которых используется для контроля пройденных двигателем монохроматора шагов, второй – для счета импульсов с ФЭУ;
- чтения показаний счетчика;
- чтения показаний вольтметра;
- управления шаговым двигателем;
- проверки достижения правого (“синего”) концевого датчика, левого концевого датчика и быстрого концевого датчика, срабатывающего при каждом полном повороте барабана монохроматора;
- выведения шагового двигателя на начало отсчета;
- выведения монохроматора на заданную длину волны;
- снятия спектра, записи результатов в файл и построения графика.

2.8 Выбор диапазона давлений газа-мишени

Интенсивность спектральных линий, возбуждаемых при столкновениях атомов, линейно зависит от давления газа-мишени и потока налетающих частиц лишь в области низких давлений. С ростом давления газа-мишени может наблюдаться квадратичная зависимость интенсивности оптического излучения от концентрации частиц мишени [50]. С одной стороны, это обусловлено рассеянием частиц пучка на газе-мишени, с другой – увеличением числа неупругих столкновений, приводящих к изменению состава пучка атомных частиц. Отклонение от линейной зависимости, то есть нарушение однократности столкновений, наблюдается тем раньше, чем больше произведение концентрации газа-мишени, длины пути пучка в камере столкновений и сечения процесса (или процессов), конкурирующего с исследуемым. Кроме того, эффект усиливается с ростом времени жизни возбужденного состояния.

Для определения диапазона давлений газа-мишени, в котором выполняется условие однократности столкновений, было измерено кажущееся сечение возбуждения спектральной линии для перехода $\text{Ar I } 4s[3/2]_2^0 - 4p'[1/2]_1$ при изменении давления газа-мишени от $3 \cdot 10^{-2}$ до $7 \cdot 10^{-1}$ Па и энергии атомов аргона 900 эВ (в качестве примера на рисунке 36 показано сечение возбуждения линии 696.54 нм). Из этой зависимости видно, что заметное отклонение функции $\sigma(p)$ от $const$ наблюдается лишь при давлениях, больших $4 \cdot 10^{-1}$ Па.

На основании полученных данных в качестве рабочего был выбран диапазон давлений от $3 \cdot 10^{-2}$ до $4 \cdot 10^{-1}$ Па. В каждом конкретном случае давление газа-мишени определялось исходя из заданной погрешности измеряемого сечения при разумном времени накопления счетного сигнала.

При измерении поляризации излучения давление газа-мишени варьировалось от $5 \cdot 10^{-2}$ до $3.5 \cdot 10^{-1}$ Па. Исследование зависимости степени поляризации линии 763.51 нм (переход $4s[3/2]_2^0 - 4p[3/2]_2$) от энергии налетающих частиц в крайних точках указанного диапазона давлений показало, что ни степень поляризации, ни ход функции поляризации от плотности частиц

мишени не зависят. Зависимость степени поляризации излучения от давления приведена на рисунке 37.

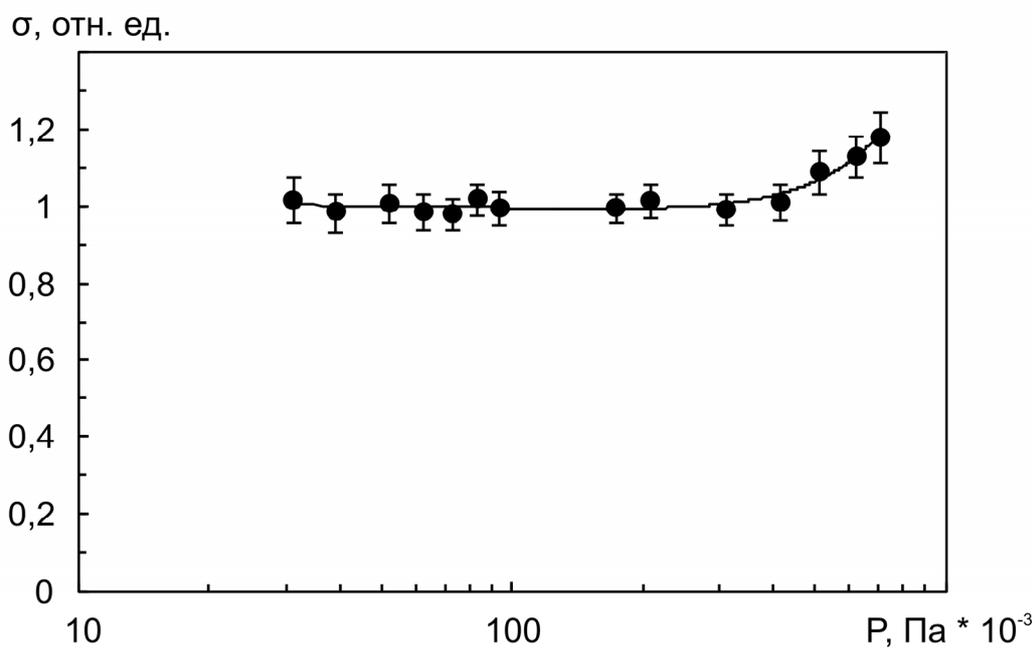


Рисунок 36 – Кажущееся сечение возбуждения спектральной линии для перехода Ar I 4s[3/2]₂⁰ - 4p'[1/2]₁

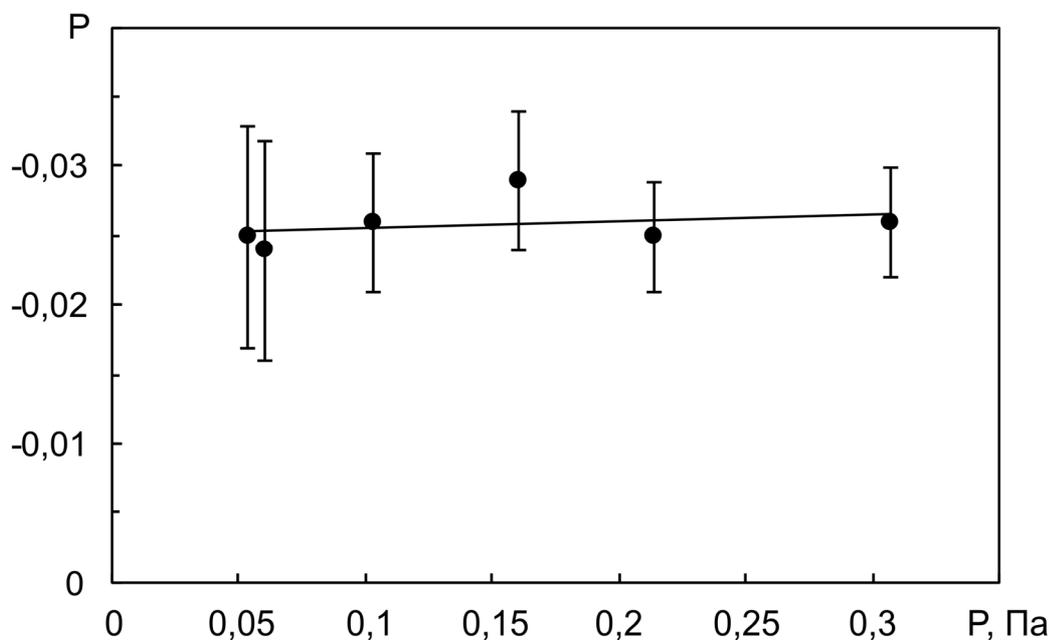


Рисунок 37 – Зависимость степени поляризации излучения перехода 4s[3/2]₂⁰ - 4p[3/2]₂ от давления газа-мишени

2.9 Оценка погрешности измерений

В предыдущих параграфах при описании экспериментальной установки уже рассматривались погрешности измерения величин, необходимых для определения сечений возбуждения. В этом разделе дается оценка систематической погрешности измерений.

Систематическая погрешность измерения сечений возбуждения атомных уровней включает погрешность определения абсолютной чувствительности спектрометрической системы, погрешность измерения давления газа-мишени в камере столкновений и погрешность определения интенсивности атомного пучка.

Погрешность измерения чувствительности спектрометрической системы определяется точностью калибровки измерительной лампы, погрешностью измерения телесного угла и площади излучающей поверхности и достигает 10 %.

Погрешность определения давления газовой мишени составляла примерно 20 %.

Систематическая погрешность измерения интенсивности пучка нейтральных атомов зависит от погрешности определения коэффициента вторичной электронной эмиссии под действием нейтральных частиц. Погрешность коэффициента вторичной электронной эмиссии составляет около 20 % и обусловлена точностью измерения давления газа и дрейфом самого коэффициента.

Таким образом, максимальная систематическая погрешность измерения сечений возбуждения (с учетом зависимости погрешности определения коэффициента вторичной эмиссии от погрешности определения давления газа) может достигать ~50 % ($P=95$ %).

Время жизни атомных состояний и вероятности переходов были взяты из работ [65] и [66]. В окончательных значениях сечений поправки на каскадное заселение не учитывались, так как либо они достаточно малы и сравнимы со случайной погрешностью, либо при их вычислении использовались предположения о величинах сечений.

Погрешность энергетической шкалы определялась точностью установки ускоряющего напряжения ионного источника и разбросом ионов по энергиям. Ускоряющее напряжение во всем рабочем диапазоне (50 – 1000 В) устанавливалось с погрешностью не более 1 В. Энергетический разброс ионов не мог превышать падения напряжения на разряде, которое составляло ~10 В.

Случайная погрешность измерений в основном определялась временем накопления счетного сигнала и флуктуациями тока атомного пучка. В диапазоне энергий быстрых частиц от 400 до 1000 эВ она, как правило, не превышала 5 % (с вероятностью 95 %).

ГЛАВА 3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

В данной главе приводятся результаты исследования процессов возбуждения уровней Ar I при взаимодействии атомов аргона в основном состоянии в диапазоне энергий столкновения от порога до 500 эВ (с. ц. м.). Методами оптической спектроскопии измерены спектры возбуждения атома Ar I (зарегистрированы переходы с уровней с главным квантовым числом $3 \leq n \leq 8$), сечения возбуждения спектральных линий для переходов в указанном диапазоне энергий столкновения ($4 \leq n \leq 6$), функции поляризации излучения для переходов с уровней с $n = 4$, а также зависимость степени поляризации спектральных линий от энергии столкновения частиц. Приведенные данные позволяют определить эффективность различных каналов возбуждения атома аргона, а также исследовать механизмы заселения возбужденных уровней.

3.1 Спектр возбуждения атома аргона

Спектры возбуждения атомов Ar I измерялись при энергии столкновения 450 эВ. Измерения выполнены в условиях парных столкновений. Излучение возбужденных частиц регистрировалось под углом 90° к атомному пучку, поэтому излучающие частицы пучка и мишени не различались. Перестройка по спектру осуществлялась автоматически по заданной программе. Время накопления счетного сигнала с ФЭУ варьировалось от 0.2 до 1 с.

Всего наблюдалось около 60 спектральных линий, принадлежащих атому Ar I, главным образом обусловленных переходами с уровней с главным квантовым числом от 3 до 8. Полос, соответствующих молекулярному иону или молекуле аргона, не обнаружено, так как при данной энергии в условиях однократных столкновений избыток внутренней энергии молекулы может быть унесен лишь путем испускания высокоэнергетичного электрона, что маловероятно. Линии, принадлежащие возбужденному иону Ar II, в исследованном спектральном диапазоне также не наблюдались.

Обзорный спектр Ar I в диапазоне длин волн от 316 до 850 нм представлен на рисунке 38. Самые интенсивные пики принадлежат уровням конфигураций $Ar(3p^5 4p)$, $Ar(3p^5 5p)$ и $Ar(3p^5 6p)$. Кроме того, присутствуют спектральные линии уровней конфигураций $Ar(3p^5 4d)$, $Ar(3p^5 5d)$, $Ar(3p^5 6d)$, $Ar(3p^5 7d)$, $Ar(3p^5 8d)$.

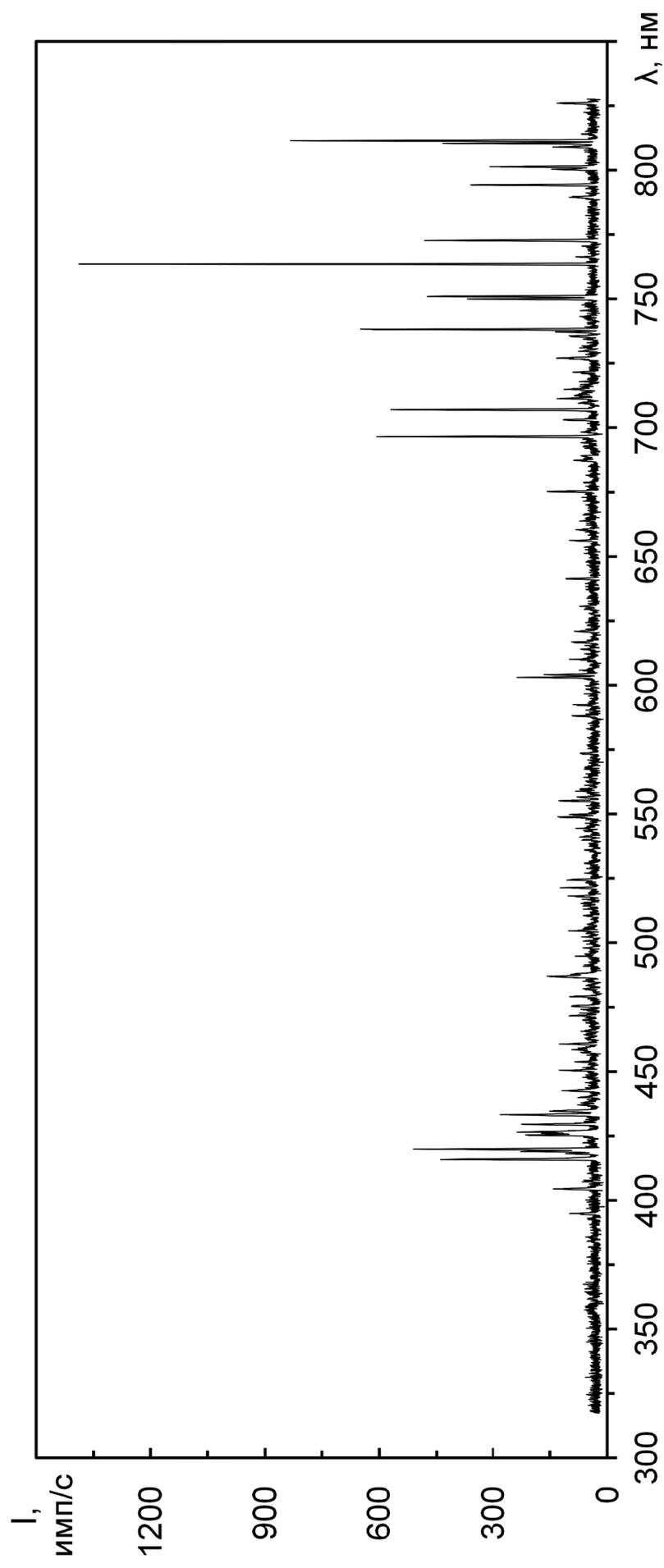


Рисунок 38 – Обзорный спектр Ag I при энергии столкновения 450 эВ (с. ц. м.)

3.2 Серийные закономерности в сечениях возбуждения Ar I

В таблицах 5 – 8 приведены относительные значения сечений возбуждения спектральных линий, образующих серии, в зависимости от значения главного квантового числа. Случайная погрешность измерения сечений в зависимости от главного квантового числа варьировалась от 5 % при $n=4$ до 20 % при $n=6$ (с вероятностью 95 %). За единицу принято сечение возбуждения спектральной линии 763.51 нм, равное $2.8 \cdot 10^{-17} \text{ см}^2$.

Таблица 5. Сечения возбуждения спектральных линий для $4s'[1/2]_1^0 - np'[1/2]_0$ - переходов Ar I при энергии столкновений 450 эВ.

n	λ , нм	σ_{ij} , отн. ед.
4	750.38	$1.3 \cdot 10^{-1}$
5	425.93	$8.9 \cdot 10^{-3}$
6	364.98	$1.1 \cdot 10^{-3}$

Таблица 6. Сечения возбуждения спектральных линий для $4s[3/2]_1^0 - np[1/2]_0^*$ - и $4s[3/2]_2^0 - np[5/2]_3^{**}$ -переходов Ar I при энергии столкновений 450 эВ.

n	λ^* , нм	λ^{**} , нм	$\Sigma\sigma_{ij}$, отн. ед.
4	751.46	811.53	1.8
5	419.83	420.06	$1.2 \cdot 10^{-2}$
6	360.65	356.76	$2.2 \cdot 10^{-3}$

Таблица 7. Сечения возбуждения спектральных линий для $4s'[1/2]_0^0 - np'[3/2]_1^*$ - и $4s[3/2]_2^0 - np[5/2]_2^{**}$ -переходов Ar I при энергии столкновений 450 эВ.

n	λ^* , нм	λ^{**} , нм	$\Sigma\sigma_{ij}$, отн. ед.
4	794.81	801.47	$8.8 \cdot 10^{-1}$
5	419.10	419.07	$6.6 \cdot 10^{-3}$
6	374.37	356.42	$1.5 \cdot 10^{-3}$

Таблица 8. Сечения возбуждения спектральных линий для $4s'[1/2]_0^0 - np'[1/2]_1^*$ -, $4s[3/2]_2^0 - np[3/2]_1^{**}$ - и $4s[3/2]_2^0 - np[3/2]_2^{***}$ -переходов Ar I при энергии столкновений 450 эВ.

n	λ^* , нм	λ^{**} , нм	λ^{***} , нм	$\Sigma\sigma_{ij}$, отн. ед.
4	772.42	772.37	763.51	1.0
5	418.18	416.41	415.85	$1.7 \cdot 10^{-2}$
6	356.32	355.60	355.43	$3.4 \cdot 10^{-3}$

По сечениям возбуждения спектральных линий для ряда состояний были определены сечения возбуждения уровней, которые представлены в таблице 9. За единицу принято сечение возбуждения уровня $4p'[3/2]_1$, которое равно $2.61 \cdot 10^{-17}$ см². Нижняя строка – данные из работ [28, 30], полученные также при энергии столкновения 450 эВ.

Таблица 9. Сравнение полученных сечений возбуждения уровней Ar I с данными работы [28, 30].

	$4p'[1/2]_0$	$4p[1/2]_0$	$4p'[3/2]_1$	$4p[3/2]_2$	$4p[5/2]_2$	$4p[5/2]_3$
Данная работа	0.27	0.32	1.0	1.4	0.94	2.4
Kempter [28, 30]	<0.53	<0.53	1.0	1.56	1.51	1.41

Известно [67], что при взаимодействии атомных частиц типа

$$A + B \rightarrow A + B^*(n) \quad (3.1)$$

и фиксированной энергии столкновения сечения возбуждения уровней атомной частицы для каждой серии

$$\sigma(n) \sim n^{-3}. \quad (3.2)$$

Однако, как показала обработка данных таблиц 5 – 8 методом наименьших квадратов, сечения возбуждения не описываются этой зависимостью. Оказалось, что при фиксированной энергии соударения сечения возбуждения линий Ar I в сериях зависят от главного квантового числа следующим образом:

$$\sigma(n) \sim n^{-\alpha}, \quad (3.3)$$

где α характеризует сериальную зависимость и изменяется в интервале от 12 до 17. В таблице 10 представлены значения α как параметра аппроксимирующих зависимость $\ln \sigma(n)$ прямых для интервала главных квантовых чисел от 4 до 6. Большой доверительный интервал свидетельствует лишь о том, что кривая $\ln \sigma(n)$ отличается от прямой.

Таблица 10. Зависимость сечений возбуждения спектральных линий в сериях Ar I от главного квантового числа при энергии столкновения 450 эВ.

Переходы	α
$4s'[1/2]_1^0 - np'[1/2]_0$	12 ± 1
$4s'[1/2]_0^0 - np'[1/2]_1, 4s[3/2]_2^0 - np[3/2]_1, 4s[3/2]_2^0 - np[3/2]_2$	14 ± 3
$4s'[1/2]_0^0 - np'[3/2]_1, 4s[3/2]_2^0 - np[5/2]_2$	16 ± 3
$4s[3/2]_1^0 - np[1/2]_0, 4s[3/2]_2^0 - np[5/2]_3$	17 ± 3

Эти результаты согласуются с ранее полученными данными для $2p^5 3p - 2p^5 nd$ - и $2p^5 3s - 2p^5 np$ -серий Ne I ($3 \leq n \leq 10$) [64-66] (см. таблицу 7), а также с данными для системы He-He [71, 72] (см. таблицу 11). Отметим также, что если для гелия при малых n максимальное значение параметра α составляет 6, для неона – 12, то для аргона оно достигает 16–17.

Таблица 11. Зависимость сечений возбуждения спектральных линий в сериях Ne I от главного квантового числа при энергии столкновения 450 эВ [64-66].

Переходы	α	n	α	n
$3s[3/2]_2^0 - np[5/2]_3$	11.1 ± 1.6	3–5	3.5	6, 7
$3s[3/2]_1^0 - np[5/2]_2$	12.1 ± 1.5	3–5	–	–
$3s[3/2]_1^0 - np[3/2]_1$	9.6 ± 1.2	3–5	3.2 ± 0.1	6–8
$3s[3/2]_2^0 - np[3/2]_2$	9.5 ± 1.3	3–5	3.7	6, 7
$3s[3/2]_1^0 - np'[3/2]_2$	7.8 ± 1.2	3–5	–	–

$3s[3/2]_2^0 - np'[1/2]_1$	9.5 ± 1.5	3–5	–	–
$3s'[1/2]_1^0 - np'[1/2]_0$	7.7 ± 1.3	3–5	–	–

На рисунке 39 показано поведение сечений возбуждения в сериях для $2^1S - n^1P$ -переходов He I (a), $3s[3/2]_1^0 - np[3/2]_1$ -переходов Ne I (b) и $4s'[1/2]_0^0 - np'[3/2]_1$ - и $4s[3/2]_2^0 - np[5/2]_2$ -переходов Ar I (c) при энергии столкновений 450 эВ. Из рисунка видно, как увеличивается наклон кривой $\ln \sigma(n)$ при переходе от He к Ar, и, следовательно, возрастает значение α .

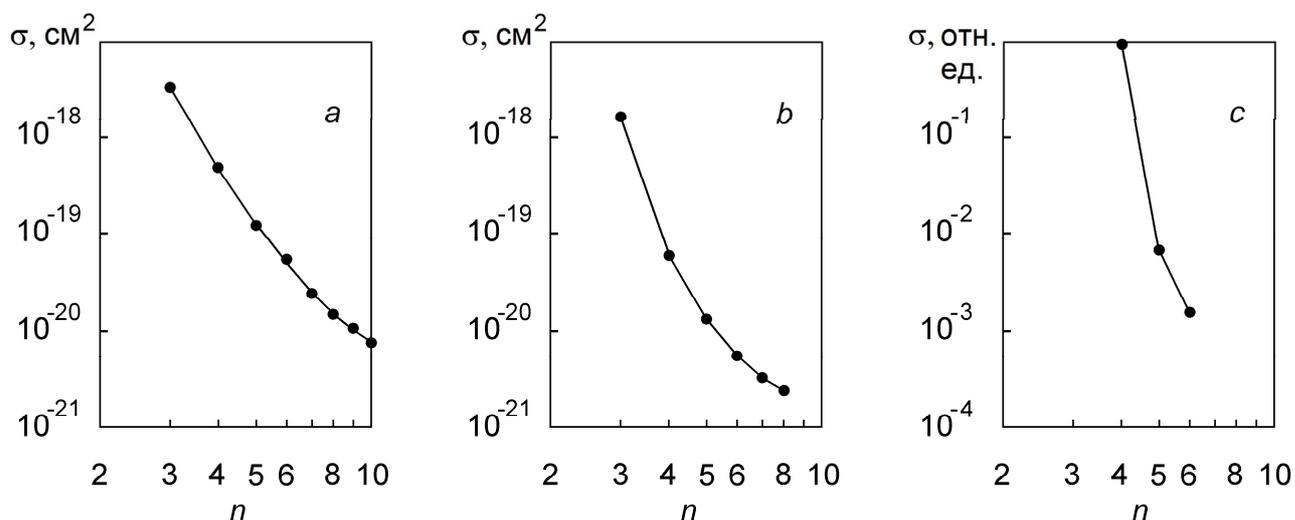


Рисунок 39 – Сечения возбуждения в сериях для $2^1S - n^1P$ -переходов He I (a), $3s[3/2]_1^0 - np[3/2]_1$ -переходов Ne I (b) и $4s'[1/2]_0^0 - np'[3/2]_1$ - и $4s[3/2]_2^0 - np[5/2]_2$ -переходов Ar I (c) при энергии столкновений 450 эВ

Очевидно, что при малых n результаты по Ar (также как и по Ne, и по He) противоречат известным теоретическим данным. Последнее указывает на необходимость развития теории взаимодействия многоэлектронных атомов, так как существующие представления не описывают наблюдаемых закономерностей. Учитывая ранее полученные данные, можно также утверждать, что с увеличением атомной массы и числа электронов сталкивающихся атомов величина α при малых n возрастает.

3.3 Зависимости сечений возбуждения уровней Ar I и степени поляризации от энергии столкновения атомов аргона

Сечения возбуждения $4p[3/2]_2$ -, $4p'[3/2]_1$ -, $4p'[1/2]_1$ - и $4p'[3/2]_2$ -уровней Ar I и функции поляризации для $4s[3/2]_2^0-4p[3/2]_2$ - и $4s[3/2]_2^0-4p'[1/2]_1$ -переходов в диапазоне энергий столкновения от порога до 500 эВ (в системе центра масс) приведены на рисунках 40 – 43.

Систематическая погрешность (с учетом погрешности измерения спектральной чувствительности, погрешности определения коэффициента вторичной электронной эмиссии с поверхности детектора быстрых частиц и погрешности измерения давления газа-мишени) могла достигать $\pm 50\%$.

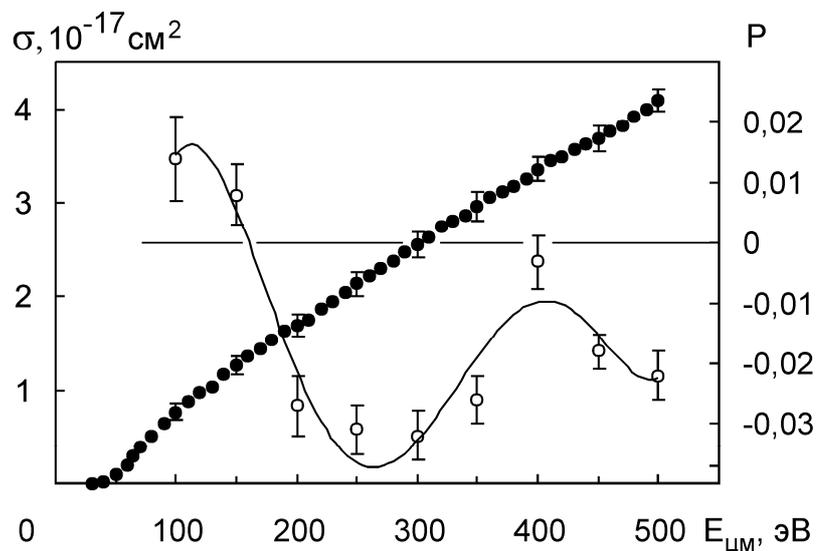


Рисунок 40 – Сечение возбуждения $4p[3/2]_2$ -уровня Ar I (\bullet) и степень поляризации излучения для $4s[3/2]_2^0-4p[3/2]_2$ -перехода (\circ) в зависимости от энергии столкновения атомов аргона

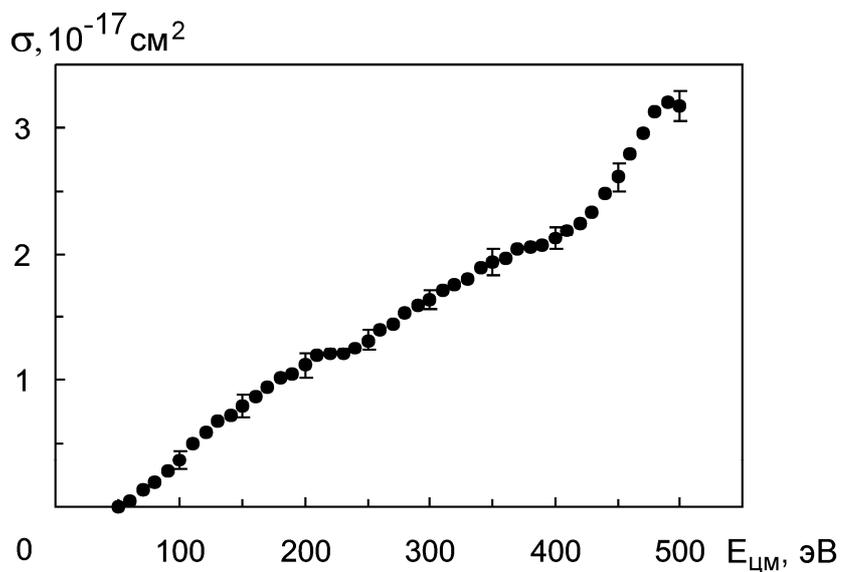


Рисунок 41 – Сечение возбуждения $4p'[3/2]_1$ -уровня Ar I в зависимости от энергии столкновения атомов аргона

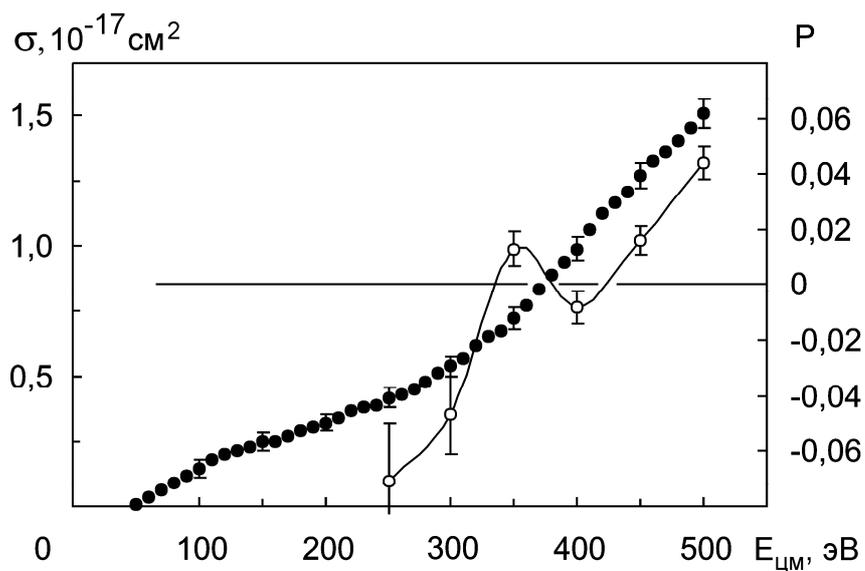


Рисунок 42 – Сечение возбуждения $4p'[1/2]_1$ -уровня Ar I (●) и степень поляризации излучения для $4s[3/2]_2^0 - 4p'[1/2]_1$ -перехода (○) в зависимости от энергии столкновения атомов аргона

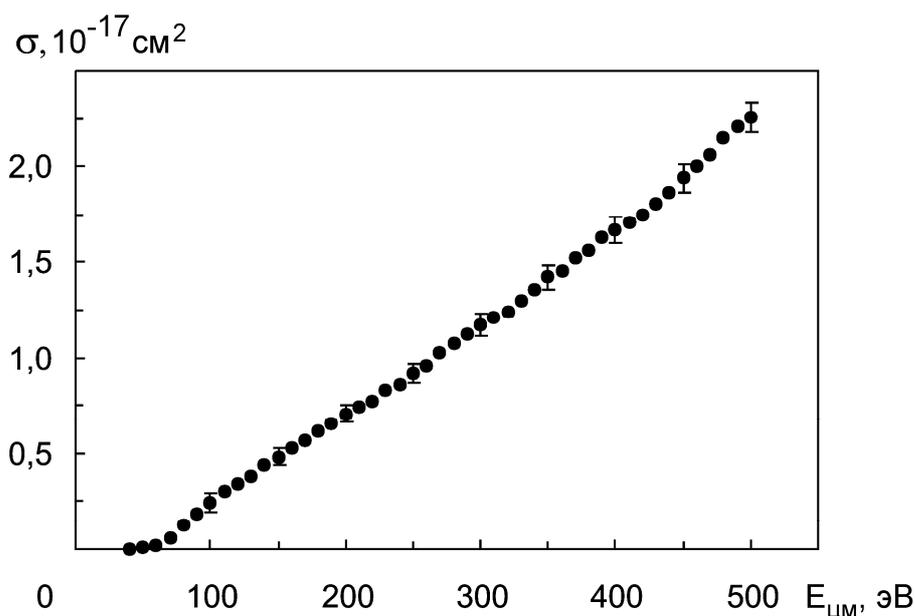


Рисунок 43 – Сечение возбуждения $4p'[3/2]_2$ -уровня Ar I в зависимости от энергии столкновения атомов аргона

Спектроскопические пороги возбуждения представленных уровней составили ~ 50 эВ.

Из полученных данных видно, что степень поляризации излучения существенно зависит от энергии взаимодействия частиц, и при ее увеличении меняет знак. Изменение знака степени поляризации с изменением энергии взаимодействия свидетельствует об изменении механизма заселения уровней [73].

Поскольку полный момент J возбужденного состояния $4p'[1/2]_1$ равен 1, то положительный знак степени поляризации свидетельствует о преимущественном заселении магнитного подуровня σ_0 , соответствующего нулевой проекции момента на межъядерную ось квазимолекулы Ar_2 , тогда как отрицательный – о заселении магнитных подуровней $\sigma_{\pm 1}$, соответствующих проекциям ± 1 . Поэтому, как следует из полученных данных, при энергии столкновения свыше 400 эВ основную роль в заселении указанного уровня играют $\Sigma_g - \Sigma'_g$ -переходы, тогда как при 300 эВ и ниже заселение уровня в большей степени обусловлено $\Sigma_g - \Pi_g$ -переходами в результате вращательной связи четных термов квазимолекулы Ar_2 .

На основании адиабатической корреляционной диаграммы молекулярных орбиталей для гомоядерной системы [19, 74] и результатов измерения

поляризации излучения можно сделать вывод, что при энергиях столкновения до 300 эВ основной вклад в заселение $4p'[1/2]_1$ -уровня обеспечивают $4p\sigma - 4p\pi$ - переходы, обусловленные вращательным взаимодействием при малых межъядерных расстояниях, а при больших энергиях – $5f\sigma - 5d\sigma$ -переходы, обусловленные радиальным взаимодействием.

В случае $4p[3/2]_2$ -уровня при энергиях столкновения до 150 эВ основной вклад в заселение, вероятно, обеспечивают $\Sigma_g - \Sigma'_g$ -переходы, а при больших энергиях – $\Sigma_g - \Pi_g$ -переходы.

Отметим, что поскольку выходные Σ_g -термы квазимолекулы аргона – это дважды возбужденные термы, то можно предположить, что и второй из взаимодействующих атомов оказывается в возбужденном состоянии. Это согласуется с правилом Вигнера, которое утверждает, что полный спин системы при столкновении не изменяется, а также с результатами, полученными, например, в работах [75, 76].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В рамках работы методами оптической спектроскопии исследованы процессы возбуждения при столкновениях атомов аргона в диапазоне энергий налетающих частиц от 50 до 1000 эВ. В условиях парных столкновений определены полные сечения возбуждения атомных уровней Ar I, а также исследована поляризация излучения сталкивающихся частиц.

С помощью экспериментального комплекса исследован спектр возбуждения уровней Ar I при взаимодействии атомов аргона в основном состоянии (всего зарегистрировано 60 спектральных линий с уровней с главным квантовым числом $4 \leq n \leq 8$). Определены сечения возбуждения уровней, составляющих серии переходов ($4 \leq n \leq 6$): $4s'[1/2]_1^0 - np'[1/2]_0$, $4s[3/2]_1^0 - np[1/2]_0$, $4s[3/2]_2^0 - np[5/2]_3$, $4s'[1/2]_0^0 - np'[3/2]_1$, $4s[3/2]_2^0 - np[5/2]_2$, $4s'[1/2]_0^0 - np'[1/2]_1$, $4s[3/2]_2^0 - np[3/2]_1$, $4s[3/2]_2^0 - np[3/2]_2$ при энергии столкновения 450 эВ. Также измерены функции возбуждения и спектроскопические пороги возбуждения $4p[3/2]_2^-$, $4p'[3/2]_1^-$, $4p'[1/2]_1^-$ и $4p'[3/2]_2^-$ уровней Ar I в диапазоне энергий столкновения от порога до 500 эВ (с. ц. м.), определены функции поляризации излучения $4s[3/2]_2^0 - 4p[3/2]_2^-$ и $4s[3/2]_2^0 - 4p'[1/2]_1^-$ переходов Ar I в той же области энергий. Эти данные позволили определить эффективность различных каналов возбуждения атомных состояний Ar I, а также исследовать механизмы заселения возбужденных уровней.

На основании представленных результатов, а также результатов по серийным закономерностям в системах He–He и Ne–Ne, опубликованных ранее, предложена зависимость сечений возбуждения от главного квантового числа:

$$\sigma(n) \sim n^{-\alpha},$$

где α характеризует серийную зависимость и при энергии столкновения 450 эВ изменяется в интервале от 12 до 17 (теоретическое описание процесса возбуждения дает $\alpha = 3$ [67]). Сделаны следующие выводы: с ростом главного

квантового числа сечение возбуждения соответствующих уровней падает, а также с увеличением атомной массы и числа электронов сталкивающихся атомов величина α при малых n возрастает.

Для уровней $4p'[1/2]_1$ и $4p[3/2]_2$ предложен механизм заселения, заключающийся во взаимодействии $\Sigma_g-\Sigma'_g$ -термов молекулярных состояний при энергии взаимодействия свыше 400 эВ и ниже 150 эВ соответственно, и во взаимодействии $\Sigma_g-\Pi_g$ -термов при энергии взаимодействия ниже 300 эВ и выше 200 эВ соответственно.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Lichten W. The quasi-molecular model of atomic collisions // *Atom. Phys.* 4: Proc. 4th Int. Conf., Heidelberg, 1974. – New York-London, 1975. – P. 249–285.
2. Никитин Е. Е., Уманский С. Я. Неадиабатические переходы при медленных атомных столкновениях. – М.: Атомиздат, 1979. – 272 с.
3. Галицкий Б. М., Никитин Е. Е., Смирнов Б. М. Теория столкновений атомных частиц. – М.: Наука, 1981. – 254 с.
4. Никитин Е. Е., Смирнов Б. М. Медленные атомные столкновения. – М.: Энергоатомиздат, 1990. – 256 с.
5. Островский В. Н. Квазимолекулярная теория атомных столкновений.– Петрозаводск, 1988. – 72 с.
6. Hayden H. C., Amme R. C. Low-Energy Ionization of Argon Atoms by Argon Atoms // *Phys. Rev.* – 1966. – V. 141. – N. 1. – P 30–31.
7. Haugsjaa P. O., Amme R. C. Ionization and Metastable Excitation in Low-Energy Collisions of Ground-State Argon Atoms // *J. Chem. Phys.* – 1970. – V. 52. – N. 9. – P. 4874–4877.
8. Hammond R. H., Henis J. M. S., Greene E. F., Ross J. Kinetic energies of ionization products from collisions of Ar–Ar, He–He below 150 eV c.m. energy // *J. Chem. Phys.* – 1971. – V. 55. – N. 7. – P. 3506–3515.
9. Gerber G., Morgenstern R., Niehaus A. Ionization processes in slow collisions of heavy particles II. Symmetrical systems of the rare gases He, Ne, Ar, Kr // *J. Phys. B: At. mol. Phys.* – 1973. – V. 6. – N. 5. – P.493–510.
10. Petschek H. E., Byron S. Approach to equilibrium Ionization behind strong shock waves in argon // *Ann. Phys.* – N.Y. –1957. – V. 1. – N. 3. – P. 270–315.
11. Hollstein M., Lorents D. C., Peterson J. R., and Young R. A. "Research on Metastable Species in Atomic and Molecular Beams Produced by Charge

- Transfer" Stanford Research Institute Semi-Annual Rept., 29 December 1967, Menlo Park, Calif. – 1967.
12. Bates D. R., Massey H. S. W. Slow inelastic collisions between atomic systems // *Phil. Mag.* – 1954. – V. 45. – N. 361. – P.111–122.
 13. Rudd M. E., Jorgenson T., Jr., and Volz D. J. Electron Energy Spectrum from $\text{Ar}^+ - \text{Ar}$ and $\text{H}^+ - \text{Ar}$ Collisions // *Phys. Rev.* – 1966 – V. 151, – N. 1. – P. 28-31.
 14. Ogurtsov G. N., Flaks I. P., and Avakyan S. V. Auto-ionization states in argon // *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* – 1970. – V 30. – N. 1. – P. 16-21.
 15. Rudd M. E., Lang D. V., Proc. Intern. Conf. Phys. Electron. At. Collisions, 4th, Universite Laval, Quebec, Canada, 1965. – 1965. – P. 153.
 16. Moe D. E. Ionization of Inert Gases by Positive Potassium Ions // *Phys. Rev.* – 1956. – V. 104. – N. 3. – P. 694-699.
 17. Gerber G, Morgenstern R. and Niehaus A. J. Ionization processes in slow collisions of heavy particles. I. He and Ne^+ on Ne, Ar, Kr, and Xe // *J. Phys. B: At. mol. Phys.* – 1972. – V. 5. – N. 7. – P.1396-1411.
 18. Eriksen F. J., Fernandez S. M., Bray A. B., and Pollack E. Ionization in low-keV-energy $\text{Ar} + \text{Ar}$ collisions // *Phys. Rev. A.* -1975. – V. 11. – N. 4. – P. 1239-1244.
 19. Fano U., Lichten W. Interpretation of Ar – Ar Collisions at 50 keV // *Phys. Rev. Letters.* – 1965. – V. 14. – N. 16. – P. 627-629.
 20. Sidis V., Barat M., and Dhuicq D. Molecular study of $\text{Ar}^+ + \text{Ar}$ collisions // *J. Phys. B: At. mol. Phys.* – 1975. – V.8. – N. 3. – P. 1239-1244.
 21. Everhart E., Stone G., and Carbone H. J. Classical Calculation of Differential Cross Section for Scattering from a Coulomb Potential with Exponential Screening // *Phys. Rev.* – 1955. – V. 99. – N. 4. – P. 1287-1290.
 22. Madden R. P., Ederer D. L., and Codling K. Resonances in the Photo-ionization Continuum of Ar I (20-150 eV) // *Phys. Rev.* – 1969. – V. 177, – N. 1 – P. 136–151.
 23. Brion C. E., Olsen L. A. H. Threshold electron impact excitation of the rare gases // *J. Phys. B: At. mol. Phys.* – 1970. – V. 3 – N. 7 – P. 1020-1034.

24. Brenot J. C. Collisions between rare-gas atoms at low keV energies. I. Symmetric systems / Brenot J. C., Dhuicq D., Gauyacq J. P., Pommier J., Sidis V., Barat M., Pollack E. // *Phys. Rev.* – 1975. – V. 11. – N. 4 – P 1245-1266.
25. Baudon J., Barat M., and Abignoli M. Differential measurements on ion-atom collisions in the energy range 500 eV-3000 eV. II. He⁺ on Ne, Ar, Kr, Xe and Ne⁺ on He collisions // *J. Phys. B: At. mol. Phys.* – 1970. – V. 3 – N. 2 – P. 207-229.
26. Bierman D. J., Turkenburg W. C. Inelastic Energy-Loss Structure in Nonviolent Heavy-Atom Collisions // *Phys. Rev. Lett.* – 1970. – V. 25 – N. 10 – P. 633-635.
27. Bierman D. J., Turkenburg W. C., and Bhalla C. P. Inelastic energy losses in small-angle scattering of energetic particles // *Physica* – 1972. –V. 60 –N. 2 – P. 357-374.
28. Kempter V., Veith F., Zehnle L. Study of the optical emission in Ne+Ne and Ar+Ar collisions in the range 15 to 500 eV // *J. Phys. B: At. mol. Phys.* – 1975. – V. 8. – N. 17. – P. 2835-2840.
29. Стриганов А.Р., Одинцова Г.А. Таблицы спектральных линий атомов и ионов. Справочник. – М.: Энергоатомиздат. – 1988. – 312 с.
30. Kempter V., Riecke G., Veith F., Zehnle L. Study of the optical emission in collisions between rare-gas atoms: spectra of the emitted radiation // *J. Phys. B: At. mol. Phys.* – 1976. – V. 9. – N. 17. – P. 3081-3097.
31. Kempter V., Veith F., Zehnle L. Excitation processes in low-energy collisions between ground state helium atoms // *J. Phys. B: At. mol. Phys.* – 1975. – V. 8. – N. 7. – P. 1041-1052.
32. Wiese W L, Smith M W, Glennon B M. Atomic Transition Probabilities, Vol. II: Sodium through Calcium // *NSRDS - Natl. Bur. Stds.* – 1969. – V. 22.
33. Rosenthal H. Nonadiabatic Effects in Slow Atomic Collisions. I. He⁺ + He // *Phys. Rev.* – 1971. – V. 4. – N. 3. – P. 1030-1042
34. Бобашев С.В. Обнаружение регулярных осцилляций полного сечения возбуждения резонансных линий Ne при столкновении с ионами Na⁺ // *Письма в ЖЭТФ.* – 1970. – Т. 11. – N. 8. – С. 389-391.

35. Rothwell H. L., Jr., Amme R. C., and Van Zyl B. Ultraviolet Radiation Produced in Near-Threshold Ar + Ar Atomic Collisions // *Phys. Rev. Lett.* – 1976. – V. 36. – N. 14. – P. 785–788
36. Rothwell H. L., Jr., Amme R. C., and Van Zyl B. Ultraviolet radiation produced in low-energy Ar + Ar and Kr + Kr collisions // *Phys. Rev. A.* -1979. – V. 19. – N. 3. – P. 970–976
37. Chantry P. J. Doppler Broadening in Beam Experiments // *J. Chem. Phys.* – 1971. – V. 55. – P. 2746-2759.
38. Kempter V., Veith F., and Zehnle L., in *Proceedings of the Ninth International Conference on the Physics of Electronic and Atomic Collisions*, Seattle, Washington, 1975, edited by J. S. Bisley and B. Geballe (Univ. of Washington Press, Seattle, Wash. , 1975), p. 617.
39. Haugsjaa P. O., Amme R. C. Vacuum-Ultraviolet Photon Production in Low-Energy Collisions Between Two Neutral Argon Atoms // *Phys. Rev. Lett.* – 1969. – V. 23. – N. 12. – P. 633-635
40. Phelps A. V., Greene C. H., and Burke J. P., Jr. Collision cross sections for argon atoms with argon atoms for energies from 0.01 eV to 10 keV // *J. Phys. B: At. mol. Phys.* – 2000. – V. 33. – N. 16. – P. 2965-2982.
41. Phelps A. V. Collision cross sections for identical and non-identical rare-gas atom pairs for energies from 0.01 eV to 10 keV. JILA, University of Colorado and National Institute of Standards and Technology. – 2004.
42. Aziz R. A., Slaman M. J. The repulsive wall of the Ar–Ar interatomic potential reexamined // *J. Chem. Phys.* – 1990. – V. 92. – N. 2. – P. 1030–1035.
43. Massey H. S. W., Mohr C. B. O. Free Paths and Transport Phenomena in Gases and the Quantum Theory of Collisions. II. The Determination of the Laws of Force between Atoms and Molecules // *Proc. R. Soc. Lond. A.* – 1934. – V. 144. – N. 851. – P. 188-205.
44. Phelps A. V. Cross Sections and Swarm Coefficients for Nitrogen Ions and Neutrals in N₂ and Argon Ions and Neutrals in Ar for Energies from 0.1 eV to 10 keV // *J. Phys. Chem. Ref. Data.* – 1991. – V. 20. – N. 3. – P. 557–574.

45. Smith F. T., Marchi R. P. and Dedrick K. G. Impact Expansions in Classical and Semiclassical Scattering // *Phys. Rev.* – 1966. – V. 150. – N. 1. – P. 79-92.
46. Wolterbeek Muller L., de Heer F. J. Electron capture into excited states by helium ions incident on noble gases // *Physica.* – 1970. – V. 48. – P. 345-396.
47. Кашуба А. С., Курсков С. Ю. Распределенная система управления физическим экспериментом // *Информационные технологии моделирования и управления.* 2006. № 9 (34). С. 1166–1171.
48. Kaufman H. R., Cuomo J. J., Harper J. M. E. Critical Review. Technology and applications of broad beam ion sources used in sputtering. Part I. Ion source technology // *J. Vac. Sci. and Technol.* – 1982. – V. 21. – N. 3. – P. 725-736.
49. Гостев В. А., Елаховский Д. В., Хахаев А. Д. Модифицированный источник пучка быстрых нейтральных атомов регулируемой энергии // *ЖТФ.* – 1980. – Т. 50. – В. 10. – С.2158-2162.
50. Хастед Дж. Физика атомных столкновений. – М.: Мир, 1965. – 712 с.
51. Габович М. Д. Физика и техника плазменных источников ионов. – М.: Атомиздат, 1972. – 304 с.
52. Бабичев А. П. Физические величины: Справочник / А.П. Бабичев, Н.А. Бабушкина, А.М. Братковский и др; Под ред. И.С. Григорьева, Е.З. Метлихова. – М.: Энергоатомиздат, 1991. – 1232 с.
53. Одноэлектронные фотоприемники / Ветохин С.С., Гулаков И.Р., Перцев А.Н., Резников И.В. – М.: Энергоатомиздат, 1986. – 160 с.
54. Ветохин С. С., Гулаков И. Р. Влияние температуры на одноэлектронные характеристики фотоумножителей // *ПТЭ.* – 1980. – N. 1. – С.196-198.
55. Гольданский В. И., Куценко А. В., Подгорецкий М. И. Статистика отсчетов при регистрации ядерных частиц. – М.: Гос. изд-во физ.-мат. литер., 1959.– 412 с.
56. Малышев В. И. Введение в экспериментальную спектроскопию. – М.: Наука, 1979. – 480 с.

57. Дмитриев В. Д., Хлопов Г. К. Спектральная лучеиспускательная способность вольфрамовой ленты в видимой и ближней инфракрасной областях спектра // ЖПС. – 1967. – Т. 6. – N. 4. – С.425-430.
58. Луизова Л. А., Лебешев Н. П. Теоретические основы и практическая реализация методов диагностики плазмы. – Петрозаводск, 1979. – 108 с.
59. Курочкин С. С. Система КАМАК-ВЕКТОР. – М.: Энергоиздат, 1981. – 282 с.
60. Финогенов К. Г. Программирование измерительных систем реального времени. – М.: Энергоатомиздат, 1990. – 256 с.
61. Kiprushkin S. A., Korolev N. A., Kurskov S. Yu. Sharing of instrument resources on the basis of distributed information measurement system // Proceedings of the Second IASTED International Multi-Conference on Automation, Control, and Information Technology - Automation, Control, and Applications: ACIT-ACA 2005, June 20 - 24, 2005, Novosibirsk, Russia. – Novosibirsk: ACTA Press, 2005. – P.170-175.
62. Kiprushkin S., Korolev N., Kurskov S., Semin V. Data Communication in the Laboratory Complex for Research and Education Support // Proceedings of the 6th International Conference on Emerging eLearning Technologies and Applications, September 11 - 13, 2008, Stara Lesna, The High Tatras, Slovakia. – Kosice, 2008.
63. Kiprushkin S., Korolev N., Kurskov S., Semin V. Data protection and packet mode in the distributed information measurement and control system for research in physics // Advanced Studies in Software and Knowledge Engineering: International Book Series "Information Science & Computing", No. 4 / K. Markov, K. Ivanova, I. Mitov (Editors). – Sofia: Institute of Information Theories and Applications FOI ITHEA, 2008. – P. 83-88.
64. Курсков С. Ю., Когочев А. Ю., Кипрушкин С. А. Аппаратное управление в информационно-измерительной и управляющей системе на базе Ethernet-устройств // Информационные технологии в науке и образовании: Материалы международной науч.-практ. интернет-конференции и IV

- Всерос. семинара "Применение MOODLE в сетевом обучении", 6 - 9 апреля 2010 г. (Железноводск) / Редкол.: А. Э. Попов [и др.]. – Шахты: ГОУ ВПО "ЮРГУЭС", 2010. – С. 73-75.
65. Веролайнен Я. Ф., Горшков В. Н. Радиационные времена жизни возбуждённых состояний атома аргона. Депонировано в ВИНТИ № 3246-В88. Ленинград, 1988. – 41 с.
 66. Katsons K., Drawin H. W. Transition probabilities for argon (I) // J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer. – 1980. – V. 23. – N. 1-A. – P. 1-55.
 67. Бородин В. М. Связь между сечениями ионизации и возбуждения атомов при медленных столкновениях // Вопросы теории атомных столкновений. – Л.: Изд. ЛГУ. – 1986. – С. 72-82.
 68. Курсков С. Ю., Петров Ю. Б., Сафронов Ю. А. Сериальные закономерности в сечениях возбуждения Ne I при медленных столкновениях атомов неона // ФНТП-98: Тез. докл. Всерос. конф. –Петрозаводск, 1998. – С. 9–10.
 69. Kurskov S. Yu., Petrov Yu. B., Safronov Yu. A. Investigation of optical emission in binary low-energy Ne-Ne collisions // Electronic and Atomic Collisions: Abstracts of Contributed papers of the 21 International Conference on Physics of Electronic and Atomic Collision. – Sendai, 1999. – V. 2. – P. 785.
 70. Курсков С. Ю., Хахаев А. Д. Сериальные закономерности в спектрах возбуждения Ne I при парных столкновениях атомов неона // Молекулярная физика неравновесных систем: Материалы II Всерос. науч. конф. – Иваново, 2000. – С. 55–59.
 71. Курсков С. Ю., Хахаев А. Д. Спектроскопическое исследование процессов возбуждения в пучке атомов гелия // Известия АН СССР. Серия физическая. – 1989. – Т. 53. – В. 9. – С. 1689–1698.
 72. Kurskov S. Yu., Khakhaev A. D. Excitation of atomic levels in pairing interactions of He atoms // 22nd EGAS. – 1990. – V. 2. – P. 716–718.
 73. Blum K. Density Matrix Theory and Applications. – New York and London: Plenum Press, 1981.

74. Barat M., Lichten W. Extension of the Electron-Promotion Model Asymmetric Atomic Collisions // *Phys. Rev. A.* – 1972. – V. 6. – N. 1. – P. 211–229.
75. Martin P. J. Study of simultaneous emission of two photons in collisions between neon atoms using photon coincidence technique / Martin P. J., Riecke G., Hermann J., Zehnle L., Kempter V. // *J. Phys. B: At. mol. Phys.* – 1987. – V. 11. – N. 11. – P. 1991–2001.
76. Moorman L. The simultaneous excitation of both collision partners to various substate combination in Ne–Ne and He–Ne collisions / Moorman L., van Hoegaerden V., van Eck J., Heideman H. G. M.// *J. Phys. B: At. mol. Phys.* – 1989. – V. 20. – N. 23. – P. 6267–6282.