
ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ
ФИЗИКО-ХИМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ

УДК 539.186

ДИССОЦИАТИВНОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ НЕЧЕТНЫХ ТРИПЛЕТНЫХ УРОВНЕЙ АТОМА НИКЕЛЯ ПРИ СТОЛКНОВЕНИЯХ ЭЛЕКТРОНОВ С МОЛЕКУЛАМИ ДИБРОМИДА НИКЕЛЯ

© 2019 г. Ю. М. Смирнов*

Национальный исследовательский университет “МЭИ”, Москва, Россия

**E-mail: SmirnovYM@mpei.ru*

Поступила в редакцию 26.09.2018;

после доработки 14.11.2018;

принята в печать 20.12.2018

Методом протяженных пересекающихся пучков с регистрацией оптического излучения возбужденных атомов исследовано диссоциативное возбуждение нечетных триплетных уровней атома никеля при столкновениях электронов с молекулами дибромида никеля. При энергии налетающих электронов 100 эВ измерены 50 сечений возбуждения спектральных линий Ni I. В диапазоне энергий электронов 0–100 эВ зарегистрированы девять оптических функций возбуждения. Полученные данные о сечениях диссоциативного возбуждения спектральных линий использованы для расчета сечений возбуждения энергетических уровней, а также вклада каскадных переходов. Обсуждаются возможные каналы диссоциативного возбуждения, проявляющиеся в области малых энергий электронов ($E < 22$ эВ).

Ключевые слова: дибромид никеля, диссоциативное возбуждение, сечение, энергетические уровни, каналы реакции.

DOI: 10.1134/S0207401X1905011X

ВВЕДЕНИЕ

Процессы столкновений электронов с молекулами, сочетающие в одном этапе диссоциацию молекулы и возбуждение образующегося при этом атома (диссоциативное возбуждение), происходят при большей пороговой энергии, чем возбуждение атома в электрон-атомных столкновениях. Тем не менее они могут иметь место в таких современных устройствах, как реакторы плазмохимического травления и газовые лазеры на парах галогенидов металлов, а также в различных установках с пучковой плазмой. Во всех случаях лазеры с использованием молекул в качестве активной среды имеют существенно более низкую рабочую температуру, чем лазеры с разрядом в парах чистых металлов.

Однако до настоящего времени процесс создания газоразрядных лазеров на молекулярных активных средах в значительной мере имеет эмпирический характер. Основной причиной такой ситуации является существенный дефицит имеющихся справочных данных о характеристиках элементарных процессов, происходящих в активных средах на различных этапах развития разряда. Прежде всего это относится к таким величинам, как сечения неупругих столкновений электронов с молекулами. Такая же ситуация и при рассмотрении плазменных

процессов, используемых в полупроводниковом производстве.

В частности, в случае галогенидов металлов группы железа почти вся имеющаяся экспериментальная информация о сечениях диссоциативного возбуждения относится к хлоридам, тогда как аналогичному исследованию дибромида никеля посвящены лишь две работы. В этих работах изучено диссоциативное возбуждение синглетных и квинтетных состояний Ni I [1], а также образование возбужденных атомов никеля в состояниях, относящихся к четным конфигурациям $3d^8 4s 5s$ и $3d^8 4s 4d$ [2]. Теоретические работы о диссоциативном возбуждении молекул галогенидов металлов группы железа полностью отсутствуют. В настоящей работе изложены результаты экспериментального изучения диссоциативного возбуждения нечетных триплетных уровней атома никеля.

Эксперимент выполнен с использованием метода протяженных пересекающихся пучков с регистрацией оптического излучения возбужденных частиц, подробное обсуждение которого содержится в недавних работах [3, 4]. Следует отметить, что термин “моноэнергетичный пучок”, часто встречающийся в описании пучковых экспериментов, нуждается в конкретизации и уточнении. В некоторых экспериментальных работах (см.,

например, [5]), выполненных с малоразмерными пучками, указана ширина распределения электронов по энергиям ΔE для 90% электронов. Как правило, она измеряется методом задерживающей разности потенциалов, т.е. определяется ширина распределения на входе в коллектор электронов. При этом основными факторами, определяющими ее значение, являются свойства эмитирующей поверхности катода — его шероховатость и рабочая температура, зависящая от состава эмитирующего слоя. В частности, в работе [5] ширина распределения составляла $\Delta E = 1.5$ эВ для энергий, близких к порогу возбуждения (исследовалось возбуждение однозарядного иона таллия из основного состояния атома), и возрастала до $\Delta E = 2.5\text{--}3$ эВ при увеличении энергии электронов до 200–300 эВ. При этом плотность тока электронного пучка составляла 5–50 мА/см², тогда как в наших работах плотность тока не превосходила 1.0 мА/см² в диапазоне энергий электронов 0–250 эВ. Для протяженного пучка измеренные значения составляют $\Delta E = 0.9$ эВ при энергии электронов 100 эВ и $\Delta E = 1.0$ при 20 и 200 эВ (для 90% электронов, как и в [5]).

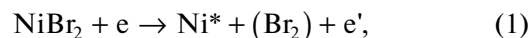
Однако не менее важен второй фактор, влияющий на реальную энергию электронов в пространстве столкновений, а именно отрицательный объемный заряд, создаваемый электронами пучка. Его роль особенно велика в области малых энергий при $E < 15$ эВ. При более высоких значениях энергии происходит ионизация молекул остаточных газов электронами пучка и образовавшийся ионный положительный заряд частично компенсирует влияние отрицательного заряда. При становлении метода протяженных пересекающихся пучков вопрос о распределении потенциала в пространстве столкновений был особенно актуальным. Для сглаживания потенциального рельефа была создана специальная система “квазиэквипотенциализации”, позволяющая существенно сгладить этот рельеф. Система состоит из нескольких десятков тонких вольфрамовых нитей диаметром 20–25 мкм, натянутых с шагом 4×4 мм в пространстве столкновений параллельно катоду, т.е. вдоль луча зрения оптической системы. Прозрачность такой системы нитей для атомного (молекулярного) пучка составляет 95–97%. Поскольку измерение потенциала пространства зондовыми методами влечет за собой неизбежное искажение поля в пространстве столкновений, эффективность системы нитей была определена расчетным путем. Расчет, выполненный в работе [6], показал, что при энергии электронов около 10 эВ (где ионный положительный заряд не работает) система нитей позволяет уменьшить влияние объемного заряда примерно на порядок.

Поскольку основные условия проведения экспериментов с молекулами дибромиды никеля NiBr_2 изложены в работах [1, 2], их повторение в насто-

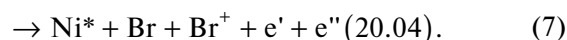
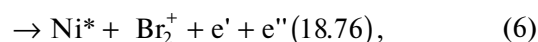
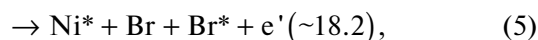
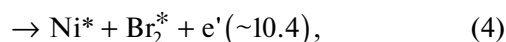
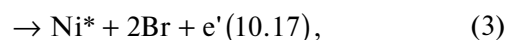
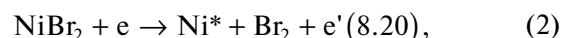
ящей работе представляется излишним. Следует отметить некоторую особенность дибромиды никеля по сравнению с родственными ему дибромиды железа и кобальта: если температуры плавления и кипения для FeBr_2 составляют соответственно $T_{\text{melt}} = 957$ К и $T_{\text{boil}} = (1200)$ К, а для CoBr_2 $T_{\text{melt}} = 951$ К и $T_{\text{boil}} = (1200)$ К, то для NiBr_2 происходит возгонка при $T_{\text{subl}} = (1150 \text{ К})$ [7] (значения, приведенные в скобках, получены расчетным путем).

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

В спектральной области $\lambda = 230\text{--}520$ нм зарегистрирован эмиссионный оптический спектр, возникающий в результате бомбардировки молекул дибромиды никеля пучком моноэнергетичных электронов с энергией 100 эВ. На полученных спектрограммах обнаружены ~300 спектральных линий атома никеля, возникающих в результате процесса



где e и e' — налетающий и рассеянный электроны, соответственно; звездочкой обозначен возбужденный атом. Помещение символа молекулы брома в скобки означает совокупность возможностей: молекула может быть невозбужденной, возбужденной в различные состояния дискретного энергетического спектра, ионизированной, диссоциированной и т.д. Энергия налетающих электронов в 100 эВ достаточно велика для реализации многих из этих возможностей. В частности, уже при энергии электронов $E \sim 25$ эВ могут реализоваться следующие каналы диссоциативного возбуждения:



Здесь e'' — электрон, выбитый из атома или молекулы брома при их ионизации. Числа в скобках справа от уравнений реакции — минимальные расчетные значения энергии появления E_{ap} (приведены в эВ), вычисленные для спектральной линии с $\lambda = 341.476$ нм. Сечение возбуждения этой линии оказалось наибольшим среди измеренных в данной работе для переходов с нечетных триплетных уровней. Справочные данные об энергии разрыва связей, использованные при расчете E_{ap} , взяты из работы [8].

Таблица 1. Сечения диссоциативного возбуждения спектральных линий Ni I (с ОФВ)

λ , нм	Переход	$J_{low}-J_{up}$	E_{low} , см ⁻¹	E_{up} , см ⁻¹	Q_{100} , 10 ⁻¹⁸ см ²	Q_{max} , 10 ⁻¹⁸ см ²	$E(Q_{max})$, эВ	OEF
323.293	$3d^8(^3F)4s^2\ ^3F-3d^8(^3F)4s4p(^3P^o)\ ^3G^o$	4-5	0	30922	3.30	3.53	70	9
336.957	$3d^8(^3F)4s^2\ ^3F-3d^9(^2D)4p\ ^3D^o$	4-3	0	29668	0.96	1.07	75	4
337.199	$3d^8(^3F)4s^2\ ^3F-3d^8(^3F)4s4p(^3P^o)\ ^3G^o$	3-4	1332	30979	2.60	2.86	70	8
338.088	$3d^8(^3F)4s^2\ ^3F-3d^8(^3F)4s4p(^3P^o)\ ^3G^o$	2-3	2216	31786	1.82	2.05	72	7
339.104	$3d^8(^3F)4s^2\ ^3F-3d^9(^2D)4p\ ^3F^o$	4-4	0	29480	0.68	0.74	58	6
339.299	$3d^9(^2D)4s\ ^3D-3d^9(^2D)4p\ ^3D^o$	3-3	204	29668	1.31	1.46	75	4
341.476	$3d^9(^2D)4s\ ^3D-3d^9(^2D)4p\ ^3F^o$	3-4	204	29480	4.69	5.10	58	6
343.356	$3d^9(^2D)4s\ ^3D-3d^9(^2D)4p\ ^3F^o$	3-3	204	29320	0.85	1.03	48	5
344.626	$3d^9(^2D)4s\ ^3D-3d^9(^2D)4p\ ^3D^o$	2-2	879	29888	1.51	1.62	68	3
347.255	$3d^9(^2D)4s\ ^3D-3d^9(^2D)4p\ ^3D^o$	2-3	879	29668	0.58	0.65	75	4
349.296	$3d^9(^2D)4s\ ^3D-3d^9(^2D)4p\ ^3P^o$	2-1	879	29500	1.41	1.88	50	1
350.085	$3d^8(^3F)4s^2\ ^3F-3d^9(^2D)4p\ ^3D^o$	3-2	1332	29888	0.20	0.22	68	3
351.505	$3d^9(^2D)4s\ ^3D-3d^9(^2D)4p\ ^3F^o$	2-3	879	29320	2.60	3.15	48	5
352.454	$3d^9(^2D)4s\ ^3D-3d^9(^2D)4p\ ^3P^o$	3-2	204	28569	3.48	4.15	50	2
354.818	$3d^9(^2D)4s\ ^3D-3d^9(^2D)4p\ ^3D^o$	1-2	1713	29888	0.165	0.175	68	3
357.186	$3d^8(^3F)4s^2\ ^3F-3d^9(^2D)4p\ ^3F^o$	3-3	1332	29320	0.39	0.47	48	5
359.770	$3d^9(^2D)4s\ ^3D-3d^9(^2D)4p\ ^3P^o$	1-1	1713	29500	0.25	0.33	50	1
361.046	$3d^9(^2D)4s\ ^3D-3d^9(^2D)4p\ ^3P^o$	2-2	879	28569	0.31	0.37	50	2
361.274	$3d^8(^3F)4s^2\ ^3F-3d^9(^2D)4p\ ^3D^o$	2-2	2216	29888	0.22	0.24	68	3
377.557	$3d^9(^2D)4s\ ^1D-3d^9(^2D)4p\ ^3D^o$	2-2	3409	29888	0.20	0.22	68	3
380.714	$3d^9(^2D)4s\ ^1D-3d^9(^2D)4p\ ^3D^o$	2-3	3409	29668	0.18	0.20	75	4
385.830	$3d^9(^2D)4s\ ^1D-3d^9(^2D)4p\ ^3F^o$	2-3	3409	29320	0.49	0.59	48	5

Результаты, полученные при анализе спектрограмм, представлены в табл. 1, 2 с добавлением необходимой спектроскопической информации. В табл. 1 помещены спектральные линии, для которых зарегистрированы оптические функции возбуждения (ОФВ) в диапазоне энергий электронов $E = 0-100$ эВ. Для линий, помещенных в табл. 2, достаточно надежная регистрация ОФВ оказалась невозможной. Следует отметить, что, несмотря на значительное обилие линий никеля в указанной выше области спектра, имеет место лишь один случай их смешивания — блендирования (в табл. 2).

В табл. 1 указаны длины волн λ ; переходы; значения квантового числа полного момента электронной оболочки для нижнего, J_{low} , и верхнего, J_{up} , уровней; энергии нижнего, E_{low} , и верхнего, E_{up} , уровней; значения сечений при энергии налетающих электронов 100 эВ, Q_{100} , и в максимуме ОФВ, Q_{max} ; положение максимума, $E(Q_{max})$. Три

последних столбца, данные в табл. 1, отсутствуют в табл. 2. Номера оптических функций возбуждения в табл. 1 соответствуют нумерации кривых на рис. 1. Справочные спектроскопические данные приведены согласно работе [9].

Как следует из данных табл. 1 и 2, наибольшие значения сечений соответствуют сравнительно высоко расположенным уровням, относящимся к конфигурациям $3d^8(^3F)4s4p(^1P^o)$ и $3d^8(^1D)4s4p(^3P^o)$. Однако, как указано выше, достаточно надежная регистрация ОФВ для переходов с этих уровней оказалась невозможной, поскольку соответствующие им линии расположены в коротковолновой части УФ-диапазона, где спектральная чувствительность установки существенно меньше, чем в видимой и ближней УФ-частях спектра.

Парциальная диаграмма состояний атома никеля с исследованными переходами представлена на рис. 2. Для упрощения этого рисунка термы показаны без расщепления по J , так как размеще-

Таблица 2. Сечения диссоциативного возбуждения спектральных линий Ni I

λ , нм	Переход	$J_{low}-J_{up}$	E_{low} , см ⁻¹	E_{up} , см ⁻¹	Q_{100} , 10 ⁻¹⁸ см ²
231.096	$3d^8(^3F)4s^2\ ^3F-3d^8(^3F)4s4p(^1P^\circ)\ ^3F^\circ$	4-4	0	43258	8.40
231.234	$3d^8(^3F)4s^2\ ^3F-3d^8(^3F)4s4p(^1P^\circ)\ ^3G^\circ$	3-3	1332	44565	8.91
231.398	$3d^8(^3F)4s^2\ ^3F-3d^8(^3F)4s4p(^1P^\circ)\ ^3F^\circ$	2-2	2216	45418	3.62
231.716	$3d^8(^3F)4s^2\ ^3F-3d^8(^3F)4s4p(^1P^\circ)\ ^3D^\circ$	3-2	1332	44475	5.29
233.709	$3d^9(^2D)4s\ ^3D-3d^8(^3F)4s4p(^1P^\circ)\ ^3D^\circ$	2-3	879	43654	} 4.17
233.749	$3d^8(^3F)4s^2\ ^3F-3d^8(^1D)4s4p(^3P^\circ)\ ^3F^\circ$	4-3	0	42767	
233.781	$3d^9(^2D)4s\ ^3D-3d^8(^3F)4s4p(^1P^\circ)\ ^3D^\circ$	1-2	1713	44475	
234.554	$3d^8(^3F)4s^2\ ^3F-3d^8(^1D)4s4p(^3P^\circ)\ ^3D^\circ$	4-3	0	42620	8.40
236.064	$3d^8(^3F)4s^2\ ^3F-3d^8(^3F)4s4p(^1P^\circ)\ ^3G^\circ$	2-3	2216	44565	1.42
239.638	$3d^8(^3F)4s^2\ ^3F-3d^8(^1D)4s4p(^3P^\circ)\ ^3P^\circ$	2-2	2216	43933	2.22
300.249	$3d^9(^2D)4s\ ^3D-3d^8(^3F)4s4p(^3P^\circ)\ ^3D^\circ$	3-3	204	33500	0.72
300.362	$3d^9(^2D)4s\ ^3D-3d^8(^3F)4s4p(^3P^\circ)\ ^3F^\circ$	2-2	879	34163	0.99
301.914	$3d^8(^3F)4s^2\ ^3F-3d^8(^3F)4s4p(^3P^\circ)\ ^3F^\circ$	4-3	0	33112	0.37
303.793	$3d^9(^2D)4s\ ^3D-3d^8(^3F)4s4p(^3P^\circ)\ ^3F^\circ$	3-3	204	33112	1.06
305.082	$3d^9(^2D)4s\ ^3D-3d^8(^3F)4s4p(^3P^\circ)\ ^3F^\circ$	3-4	204	32973	1.85
305.431	$3d^9(^2D)4s\ ^3D-3d^8(^3F)4s4p(^3P^\circ)\ ^3D^\circ$	2-2	879	33610	1.25
305.764	$3d^9(^2D)4s\ ^3D-3d^8(^3F)4s4p(^3P^\circ)\ ^3D^\circ$	1-1	1713	34408	0.73
308.075	$3d^9(^2D)4s\ ^3D-3d^8(^3F)4s4p(^3P^\circ)\ ^3F^\circ$	1-2	1713	34163	0.22
310.156	$3d^9(^2D)4s\ ^3D-3d^8(^3F)4s4p(^3P^\circ)\ ^3F^\circ$	2-3	879	33112	1.65
318.437	$3d^8(^3F)4s^2\ ^3F-3d^8(^3F)4s4p(^3P^\circ)\ ^3D^\circ$	2-2	2216	33610	0.115
322.502	$3d^9(^2D)4s\ ^1D-3d^8(^3F)4s4p(^3P^\circ)\ ^3D^\circ$	2-1	3409	34408	0.15
332.231	$3d^9(^2D)4s\ ^1D-3d^8(^3F)4s4p(^3P^\circ)\ ^3D^\circ$	2-3	3409	33500	0.19
336.155	$3d^9(^2D)4s\ ^3D-3d^9(^2D)4p\ ^3F^\circ$	2-2	879	30619	0.175
342.371	$3d^9(^2D)4s\ ^3D-3d^9(^2D)4p\ ^3D^\circ$	1-1	1713	30912	0.94
343.548	$3d^8(^1D)4s^2\ ^1D-3d^8(^1D)4s4p(^3P^\circ)\ ^3D^\circ$	2-3	13521	42620	0.24
345.846	$3d^9(^2D)4s\ ^3D-3d^9(^2D)4p\ ^3F^\circ$	1-2	1713	30619	1.42
348.378	$3d^8(^3F)4s^2\ ^3F-3d^9(^2D)4p\ ^3D^\circ$	2-1	2216	30912	0.49
351.033	$3d^9(^2D)4s\ ^3D-3d^9(^2D)4p\ ^3P^\circ$	1-0	1713	30192	0.71
370.112	$3d^8(^3P)4s^2\ ^3P-3d^8(^1D)4s4p(^3P^\circ)\ ^3D^\circ$	2-3	15609	42620	0.21
371.370	$3d^8(^3P)4s^2\ ^3P-3d^8(^1D)4s4p(^3P^\circ)\ ^3D^\circ$	1-2	15734	42653	0.15

ние 50 переходов на рисунке обычных размеров весьма затруднительно. Вертикальные штриховые линии разделяют состояния, различающиеся по четности. Все обозначения конфигураций и большинство обозначений термов расположены под осью абсцисс. Исключениями являются низлежащая четная конфигурация $3d^9(^2D)4s$ и три нечетных конфигурации; в каждом из этих случаев одной и той же конфигурации принадлежат по

два или три терма. Во всех этих случаях обозначения термов указаны на поле рис. 2.

Как видно из табл. 1, 2 и рис. 2, значительное большинство зарегистрированных переходов происходят в пределах триплетной системы термов, а обнаруженные интеркомбинационные переходы оканчиваются на метастабильном синглетном уровне $3d^9(^2D)4s\ ^1D$ и на более высокорасположенном синглете $3d^8(^1D)4s^2\ ^1D$, который также

является метастабильным. Среди переходов в триплетной системе термов значительно преобладают переходы на уровни основного терма.

При изучении процессов возбуждения атомов методом пересекающихся пучков заселение возбуждаемого уровня осуществляется по двум каналам: 1) прямое возбуждение из исходного состояния электронным ударом; 2) заселение спонтанными излучательными переходами с вышележащих уровней (каскадное заселение). Основной величиной, измеряемой в экспериментах с использованием регистрации оптического сигнала возбужденных атомов, является сечение возбуждения спектральной линии, Q_{ki} , возникающей в результате спонтанного перехода с уровня k на уровень i . Однако, как правило, в теоретическом рассмотрении процессов столкновений, а также при решении практических задач физики плазмы используется величина q_k — сечение возбуждения энергетического уровня k . Связь между этими величинами устанавливается очевидным соотношением:

$$q_k = \sum_i Q_{ki} - \sum_l Q_{lk}. \quad (8)$$

Здесь первая сумма — полное сечение возбуждения уровня k , учитывающее как конкуренцию спонтанных переходов с уровня k (ветвление), так и его заселение каскадными переходами. Вторая сумма — результирующий вклад каскадных переходов.

Результаты расчета величин, входящих в соотношение (8), представлены в табл. 3. Полные сечения возбуждения вычислены на основе данных, полученных в настоящей работе. Для расчета вклада каскадных переходов использованы данные о сечениях возбуждения высоколежащих четных уровней, относящихся к конфигурациям $3d^8 4s 5s$ и $3d^8 4s 4d$ [2]. Поскольку четные триплетные уровни атома никеля расположены выше $E = 50400 \text{ см}^{-1}$, для них сечения возбуждения оказываются сравнительно малы, вследствие чего вклад каскадных переходов рассчитан лишь для девяти нечетных уровней, изученных в настоящей работе. Результаты расчета представлены в табл. 3, где помимо величин, входящих в формулу (8), указана также доля каскадного заселения (в % от полного сечения возбуждения). Следует иметь в виду, что приведенные в табл. 3 значения для полного сечения возбуждения и для каскадного вклада должны рассматриваться как нижние границы вследствие неучета слабых линий.

Наличие зарегистрированной ОФВ позволяет сделать некоторые выводы о соотношении роли различных каналов диссоциативного возбуждения в области малых энергий налетающих электронов. Приведенные выше характеристики каналов реакций (2)–(7), относящиеся к наиболее интенсивной

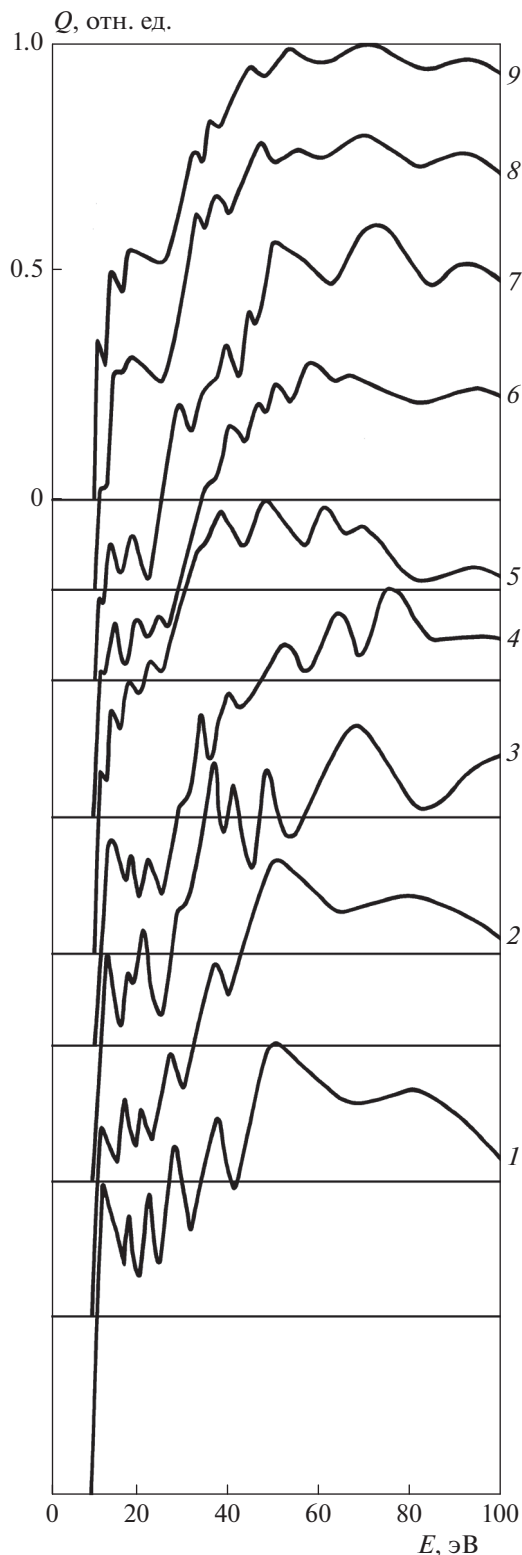


Рис. 1. Оптические функции диссоциативного возбуждения атома никеля.

спектральной линии с $\lambda = 341.476 \text{ нм}$, могут быть сопоставлены с измеренным значением энергии появления $E_{ap} = (10.0 \pm 0.3) \text{ эВ}$, а также с располо-

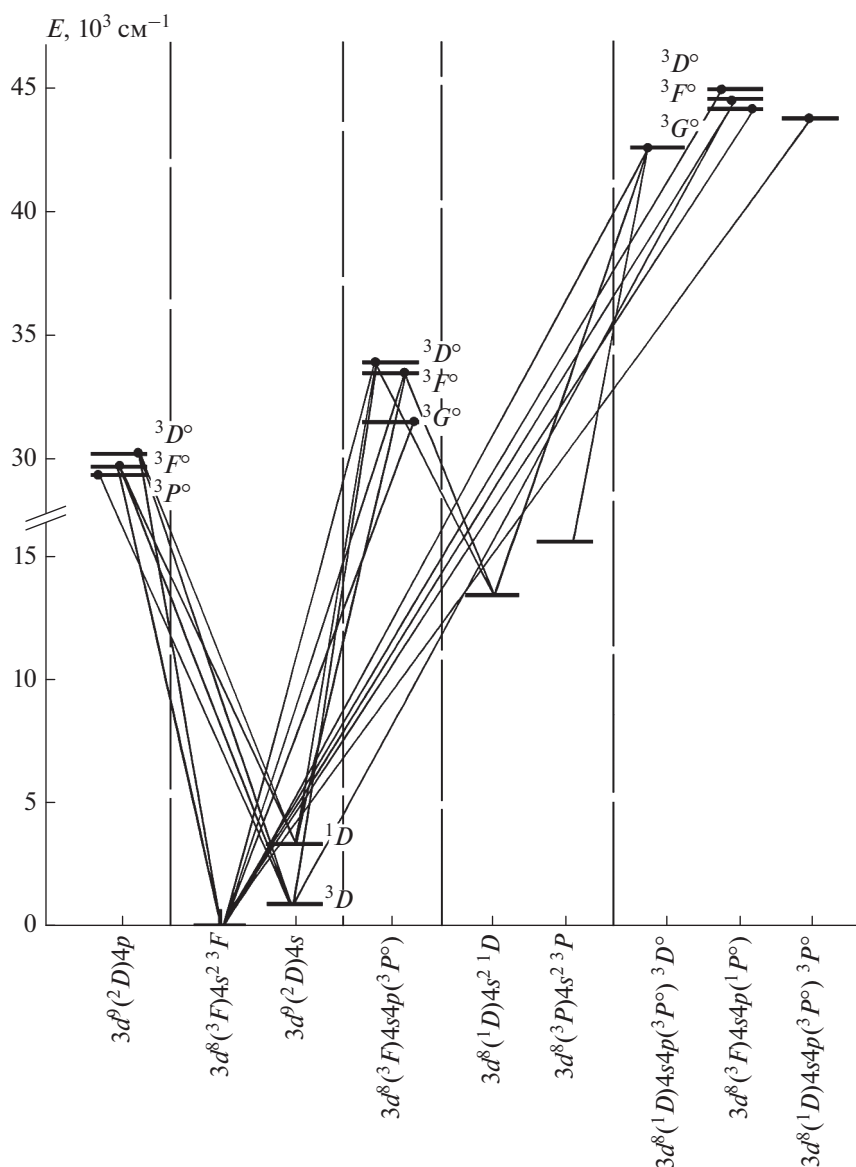


Рис. 2. Парциальная диаграмма состояний атома никеля с исследованными переходами.

жением особенностей ОФВ. Измеренное значение E_{ap} согласуется с реакциями (3) и (4); более вероятным представляется решающий вклад реакции (3), т.е. образование двух несвязанных атомов брома. Таким образом, при наиболее низкой энергии первой проявляется реакция (3), а не (2), имеющая значение E_{ap} , меньшее на величину энергии диссоциации молекулы Br_2 , чем в реакции (3). Этот результат представляется вполне естественным: межъядерное расстояние в молекуле Br_2 равно $r_e = 2.28107 \cdot 10^{-10}$ м, тогда как в молекуле NiBr_2 оно составляет $r_{g, \text{Br} \dots \text{Br}} = (4.326 \pm 0.013) \cdot 10^{-10}$ м по данным из [10]. После выбивания электроном атома никеля из молекулы NiBr_2 атомы брома оказываются на слишком большом удалении друг от дру-

га, и вероятность их ассоциации в молекулу Br_2 весьма мала.

Максимум вклада реакции (3), составляющий 43% от Q_{max} , достигается в первом локальном пике, расположенном при $E = 14$ эВ; затем следует спад ОФВ до 34%, сменяющийся повторным ростом при $E = (17.5 \pm 1)$ эВ. Этот небольшой повторный рост ассоциируется с реакциями (5) и (6). Наиболее значительный рост, выводящий ОФВ к главному максимуму, начинается при $E = (27 \pm 1)$ эВ. Поведение ОФВ при $E > 22-25$ эВ весьма трудно интерпретировать, поскольку существенно возрастает как число возможных конкурирующих реакций, так и неопределенность в значениях энергий появления для них.

Таблица 3. Сечения диссоциативного возбуждения энергетических уровней атома никеля

Конфигурация	Терм	J	E_{up} , см $^{-1}$	$\sum Q_{100}$, 10 $^{-18}$ см 2	$\sum Q'$, 10 $^{-18}$ см 2	q , 10 $^{-18}$ см 2	$\sum Q'/\sum Q_{100}$, %
$3d^9(^2D)4p$	$^3P^\circ$	0	30192	0.71	—		
		1	29500	1.86	—		
		2	28569	3.87	—		
	$^3D^\circ$	1	30912	1.43	—		
		2	29888	2.29	—		
		3	29668	3.03	1.06	1.97	35.0
	$^3F^\circ$	2	30619	1.59	—		
		3	29320	4.33	—		
		4	29480	5.37	0.31	5.06	5.8
	$3d^8(^3F)4s4p(^3P^\circ)$	$^3D^\circ$	1	34408	0.88	—	
2			33610	1.36	0.51	0.85	37.5
3			33500	0.91	0.58	0.33	63.8
$^3F^\circ$		2	34163	1.21	—		
		3	33112	3.08	1.03	2.05	33.5
		4	32973	1.85	0.92	0.93	49.7
$^3G^\circ$		3	31786	1.82	0.44	1.38	24.2
		4	30979	2.60	1.32	1.28	50.8
		5	30922	3.30	0.76	2.54	23.0

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Создание новых лазеров на парах галогенидов металлов, как и разработка новых плазменных технологий для полупроводникового производства и связанных с ним отраслей, изначально опиралось на эмпирический подход (метод проб и ошибок). Однако уже авторы работы [11] отмечали, что, по-видимому, традиционный метод проб и ошибок близок к исчерпанию своего практического потенциала: “Моделирование процессов в плазме становится необходимым инструментальным средством для проектирования нового технологического оборудования и управления процессами полупроводникового производства. Вместе с тем его практическая ценность для проектирования определяется тем, подкреплены ли прототипы программ достоверной базой данных о химических и физических характеристиках применяемых газов и поверхностей. Частью этой базы данных должны стать данные о параметрах столкновений с электронами” [11]. Настоящая работа является очередным звеном в систематическом экспериментальном изучении одного из процессов столкновений электронов с молекулами.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Смирнов Ю.М. // Хим. физика. 2010. Т. 29. № 2. С. 3.
2. Smirnov Yu.M. // SOP Trans. Phys. Chem. 2014. V. 1. № 3. P. 1; doi: 10.15764/PCHE.2014.03.001
3. Smirnov Yu.M. // J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 2015. V. 48. № 16. 165204.
4. Smirnov Yu.M. // Ibid. 2016. V. 49. № 17. 175204.
5. Непуйнов Э.И., Шимон Л.Л. // Укр. физ. журн. 1973. Т. 18. № 4. С. 539.
6. Кученев А.Н., Самсонова Е.А., Смирнов Ю.М. // Автометрия. 1990. № 5. С. 109.
7. Wicks C.E., Block F.E. Thermodynamic properties of 65 elements — their oxides, halides, carbides, and nitrides. Washington: US Dept. of Interior, 1961. P. 66, 100, 142.
8. Гурвич Л.В., Карачевцев Г.В., Кондратьев В.Н. и др. Энергии разрыва химических связей. Потенциалы ионизации и сродство к электрону. М.: Наука, 1974. С. 134.
9. Litzen U., Brault J.W., Thorne A.P. // Phys. Scripta. 1993. V. 47. № 6. P. 628.
10. Краснов К.С., Филиппенко Н.В., Бобкова В.А. и др. Молекулярные постоянные неорганических соединений. Справочник. Л.: Химия, 1979. С. 140.
11. Huo W.M., Kim Y.-K. // IEEE Trans. Plasma Sci. 1999. V. 27. № 5. P. 1225.