

УДК 537.563.5

НАЧАЛЬНАЯ ИОНИЗАЦИЯ ИНЕРТНЫХ ГАЗОВ ПРИ ОПТИЧЕСКОМ ПРОБОЕ

Г.К. Тумакаев

*Физико – технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
Санкт - Петербург
tumakaev@mail.ioffe.ru*

Аннотация

Установлена природа рождения первых электронов при оптическом пробое [1,2] в инертных газах. Показано, что при инициировании пробоя лазерным излучением с длиной волны $\lambda = 1.06\mu\text{m}$, $\lambda = 0.6943\mu\text{m}$ и интенсивностью $S = 10^9 - 10^{12}\text{ W/cm}^2$ рождение первичных электронов обусловлено процессом однофотонной ионизации нормальных атомов фотонами, энергия которых существенно ниже потенциала ионизации атома. Высказано предположение, что это связано с поглощением излучения на сверх далеких крыльях естественного и ударного контуров линии поглощения. В первом случае, ионизация реализуется при бинарном взаимодействии атома с фотоном. Во втором – при столкновении трех частиц – фотона и двух атомов. Приведены сечения фотоионизации атомов ксенона, криптона, аргона, неона и гелия.

INITIAL IONIZATION OF INERT GASES AT OPTICAL BREAKDOWN

Abstract

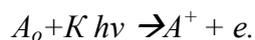
The origin of the first electrons at the optical breakdown [1, 2] in inert gases is established. It is shown that, when the breakdown is due to laser radiation with a wavelength $\lambda = 1.06\mu\text{m}$, $\lambda = 0.6943\mu\text{m}$ and intensity $S = 10^9 - 10^{12}\text{ W/cm}^2$, the primary electrons arise due to single-photon ionization of normal atoms by the photons of which energy is much lower than the ionization potential of atoms. It is stated that this effect involves radiation absorption on extremely far wings of the natural and shock contours of absorption line. In the first case, ionization occurs at binary atom-photon interaction. The second one occurs at a triple collision of photon and two atoms. The cross-sections of photoionization of Xe, Kr, Ar, Ne and He atoms are given.

Введение

Рождение первых электронов на стартовом этапе развития оптического пробоя в газах - явление не стандартное. Очевидно, что при инициировании пробоя лазерным излучением видимого и ик диапазонов длин волн, фотоионизация нормальных атомов может быть реализована только при поглощении фотонов, энергия которых существенно ниже потенциала ионизации участвующих в процессе атомов.

Это противоречит известным постулатам классической физики о красной границе фотоэффекта и фотовозбуждения [3,4].

В настоящее время для объяснения феномена начальной ионизации атомов при оптическом пробое привлекается процесс многофотонной ионизации [3 - 5]

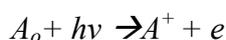


Модель многофотонной ионизации, постулируя возможность существования виртуальных состояний в квантованном энергетическом спектре атома, предполагает реальным последовательный переход электрона по виртуальным состояниям по мере возрастания количества поглощаемых фотонов. Число фотонов, принимающих участие в реакции, определяется требованием, чтобы их суммарная энергия превышала энергию связи электрона в атоме. Теоретические расчеты, выполненные при таком видении процесса начальной ионизации атомов, хорошо согласуются с данными экспериментальных работ [6,7], выполненных на потоках лазерного излучения мощностью не ниже $S=10^{13}$ W/cm².

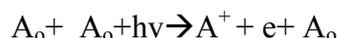
Однако с уменьшением интенсивности излучения эффективность этого процесса резко падает и, например, при $S=10^9 - 10^{12}$ W/cm² значимость его роли в обеспечении развития оптического пробоя в газах по [1] представляется не бесспорной.

Сомнения в однозначной трактовке природы появления затравочных электронов в этих условиях были высказаны более 50-ти лет тому назад, однако, к сожалению, в свое время они не были устранены.

Согласно результатам настоящей работы, при иницировании оптического пробоя излучением лазера на неодимовом стекле ($\lambda = 1.06\mu\text{m}$, $h\nu = 1.17\text{eV}$) и лазера на рубине ($\lambda = 0.6943\mu\text{m}$, $h\nu = 1.79\text{eV}$) интенсивностью $S = 10^9 - 10^{12}$ W/cm² процесс рождения первых электронов в инертных газах обусловлен однофотонной ионизацией нормальных атомов либо при бинарном столкновении



либо при взаимодействии трех участвующих в реакции частиц



В обоих случаях ионизация атомов связана с поглощением на сверх далеком крыле дисперсионного контура линии поглощения одного фотона, энергия которого существенно ниже потенциала ионизации.

Учитывая неординарность полученных результатов, в работе подробно описана процедура определения обобщенного коэффициента начальной ионизации инертных газов и порядка реакции фотоионизации, т.е. числа атомов и фотонов, принимающих участие в образовании первых свободных электронов.

Для апробации высказанного предположения, в работе прослежена аналогия между обсуждаемым механизмом однофотонной ионизации атомов при оптическом пробое с хорошо изученным процессом фотовозбуждения атомов при поглощении излучения на крыльях контура дисперсионно уширенных спектральных линий.

Далее, для этой же цели, проведено сопоставление значений сечений фотоионизации атомов при бинарных и тройных столкновениях, полученных при обработке экспериментальных данных по порогу оптического пробоя с результатами расчета сечений поглощения излучения на сверх дальних крыльях естественного ударного контура линии поглощения. Расчет сечений

поглощения излучения был выполнен в рамках классической теории дисперсии и поглощения света.

Исходные данные и способ их обработки

Выяснение природы начальной ионизации при оптическом пробое в инертных газах практически сводится к прямому определению константы скорости начальной ионизации атомов по известным экспериментальным данным о времени релаксации процесса ионизации в лазерной искре, интенсивности лазерного излучения и давления газа при пробое.

За период активной жизни, продолжительность которого задается длительностью лазерного импульса, в развитии плазмы лазерной искры в газах можно выделить 4-е этапа. Каждый из них существенно отличается друг от друга либо механизмом ионизации атомов (ионов), либо механизмом нагрева электронного газа: 1-й этап - рождение первых электронов, 2-й этап – до лавинной ионизации, 3-й этап – область лавинной (взрывной) ионизации и, наконец, 4-й этап - область радиационного охлаждения.

На рис.1 приведены данные расчета [8] изменения степени ионизации ионов разной кратности (1-12) в течение активной жизни искры. Расчетный режим: давление газа - $P=100$. Torr, энергия лазера на неодимовом стекле – $U = 1.0$ J, длительность импульса – $\Delta t = 50$. ns, интенсивность излучения - $S(t)=\text{const}$.

Границы этапов развития лазерной искры на рисунке обозначены стрелками.

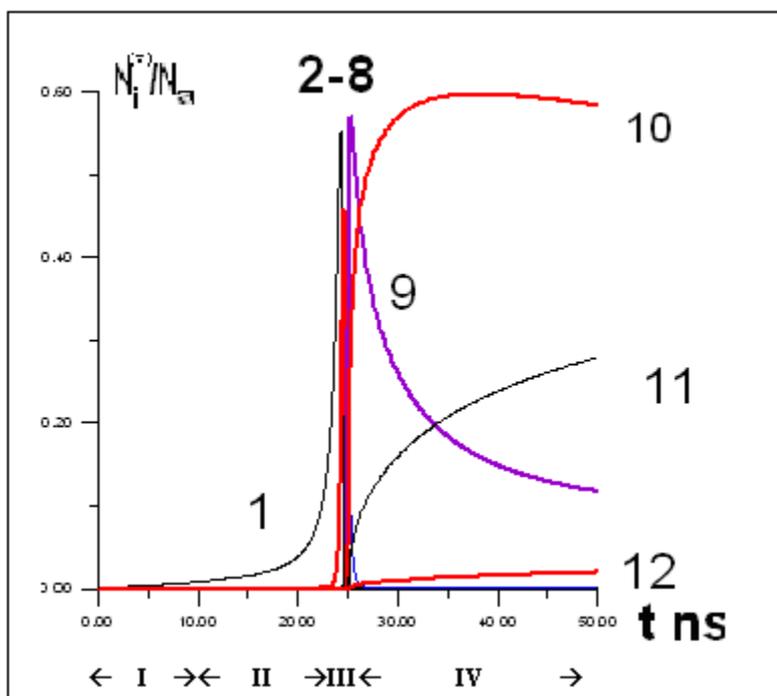


Рис. 1.

Развитие лазерной искры в ксеноне. Динамика образования ионов 1-12 кратности.

На 1-м этапе развития оптического пробоя в результате взаимодействия интенсивного лазерного излучения с атомами, т.е. в единственно возможном

процессе - процессе фотоионизации рождаются первые электроны. Доминирующим этот процесс остается в течение относительно продолжительного временного интервала. Длительность этого этапа порядка 10 - 12 ns.

На 2-м – предлавином этапе размножение электронов осуществляется, в основном, в результате неупругих столкновений электронов с нормальными атомами. На этом этапе положительный баланс энергии электронного газа обеспечивается поглощением лазерного излучения электронами при их свободно – свободных переходах в поле атомов и ионов.

3-й этап – завершающий этап релаксации процесса ионизации. Здесь из-за интенсивного нагрева электронов в свободно – свободных переходах в поле ионов процесс ионизации электронным ударом приобретает лавинный, взрывной характер. В течение 4 – 5 наносекунд последовательно в процесс ионизации вовлекаются ионы более высокой кратности.

Процесс лавинной ионизации продолжается до тех пор, пока в плазме не откроется мощный, соизмеримый с интенсивностью лазерного излучения, канал охлаждения электронного газа. Когда это реализуется, далее состояние плазмы определяют рекомбинационные процессы.

Отметим, что в общем виде кинетика ионизации плазмы при релаксации описывается системой, состоящей из $(Z+1)$ обыкновенных дифференциальных уравнений [8]. Причем, Z уравнений описывают заселенность Z кратно заряженных ионов и последнее – баланс энергии электронного газа.

Однако, благодаря тому, что продолжительность 3-го этапа мала, а состояние плазмы на первых двух этапах, в основном, определяется ионизацией нормальных атомов, для наглядности, процесс релаксации плазмы лазерной искры, с достаточной полнотой, может быть описан с помощью 2-х дифференциальных уравнений.

$$\frac{dN_e}{dt} = \langle \alpha_v \rangle \cdot N_{hv} \cdot N_a + \alpha_e \cdot N_a \cdot N_e - \beta_e \cdot N^+ \cdot N_e^2 \quad (1)$$

$$\frac{d\varepsilon_e}{dt} = q_{ea} \cdot N_{hv} \cdot N_e \cdot N_a + q_{ei} \cdot N_{hv} \cdot N_e \cdot N^+ - \frac{dN_e}{dt} \cdot U^+, \quad (2)$$

где N_{hv} , N_a , N_e и N^+ - концентрация фотонов, атомов, электронов и однократно заряженных ионов соответственно;

$\langle \alpha_v \rangle$ - обобщенный коэффициент скорости начальной фотоионизации;

α_e и β_r - коэффициент скорости ионизации атомов электронным ударом и рекомбинации ионов при тройных столкновениях;

q_{ea} и q_{ei} - коэффициент скорости нагрева электронов при их свободно – свободных переходах в поле атомов и ионов соответственно;

ε_e и U^+ - энергия электронного газа и потенциал ионизации атома.

Первое из них – уравнение кинетики ионизации. В этом уравнении учтены процессы фотоионизации атомов при поглощении лазерного излучения, ионизации атомов и рекомбинации ионов при неупругих столкновениях с электронами [9-11].

Второе уравнение – уравнение баланса энергии электронного газа [6.,10]. Здесь учтены нагрев электронов при свободно - свободных переходах в поле атомов и ионов и потери энергии электронов при неупругих ударах с атомами.

Отметим, что в уравнении кинетики скорость начальной ионизации записана не в обычном, а в обобщенном виде (см. [3]).

Использование такого искусственного приема позволяет в уравнении кинетики записать скорость любой реакции, какой бы сложной она не была, в форме бинарного процесса.

Например, скорость образования конечного продукта C в гипотетической реакции, в которой принимают участие X частиц сорта A и Y частиц сорта B



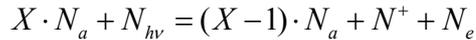
может быть равнозначно записана либо с помощью обычного ($\alpha_{AB} = const$) коэффициента скорости

$$\frac{dC}{dt} = \alpha_{AB} \cdot A^X \cdot B^Y$$

либо с помощью обобщенного ($\langle \alpha_{AB} \rangle = \alpha_{AB} \cdot A^{X-1} \cdot B^{Y-1}$) коэффициента

$$\frac{dC}{dt} = \langle \alpha_{AB} \rangle \cdot A \cdot B$$

То же самое для процесса фотоионизации, например, с неизвестным числом атомов X , приходящихся на один фотон,



скорость реакции, выраженной с помощью нормального (α_v) или обобщенного ($\langle \alpha_v \rangle$) коэффициента, соответственно имеет вид

$$\frac{dN_e}{dt} = \alpha_v \cdot N_{hv} \cdot N_a^X,$$

$$\frac{dN_e}{dt} = \langle \alpha_v \rangle \cdot N_{hv} \cdot N_a$$

Здесь $\alpha_v = const$, а $\langle \alpha_v \rangle = \alpha_v \cdot N_a^{X-1}$

Отметим, что обсуждаемый метод исследования позволяет определить не только скорость неизвестного процесса, но и установить структуру исследуемой реакции.

Действительно, если установлена зависимость $\langle \alpha_v \rangle = f(N_a)$ и определена ее производная $\frac{d\langle \alpha_v \rangle}{dN_a}$, то число частиц X сорта A_o (для

рассматриваемого процесса фотоионизации - атомов N_a), принимающих участие в реакции, задается простым, следующим из равенства

$$\frac{d\langle \alpha_v \rangle}{dN_a} = \frac{d(\alpha_v \cdot N_a^{X-1})}{dN_a}, \text{ соотношением}$$

$$X = 1 + \frac{N_a}{\langle \alpha_v \rangle} \cdot \frac{d\langle \alpha_v \rangle}{dN_a} \tag{3}$$

Назовем множитель X порядком реакции фотоионизации.

Система из уравнений (1,2) содержит 5 неизвестных: концентрацию нормальных атомов N_a , ионов N^+ , плотность излучения N_{hv} , температуру электронного газа T_e и искомый обобщенный коэффициент скорости фотоионизации $\langle \alpha_v \rangle$.

Однако, если изначально задано время релаксации процесса ионизации и определены условия пробоя – интенсивность излучения и давление газа (или

концентрация атомов), то процедура определения обобщенного коэффициента скорости ионизации $\langle \alpha_v \rangle$, сводится к нахождению методом итерации такого его значения, при котором обеспечивается равенство расчетного времени релаксации ионизации с экспериментальным значением.

Отметим, что в режиме порога оптического пробоя время релаксации процесса ионизации, по определению, равно длительности импульса.

Изучению явления оптического пробоя в атомарных и молекулярных газах, а так же в парах металлов в свое время было уделено большое внимание [5].

В настоящей работе в качестве исходного материала использованы результаты экспериментов [1,2] по исследованию оптического пробоя в инертных газах. Разряд инициировался излучением рубинового ($\lambda = 0.6943 \mu\text{m}$) и неодимового ($\lambda = 1.06 \mu\text{m}$) лазеров. Графики изменения пробойного значения интенсивности излучения S , при котором осуществляется пробой, в зависимости от давления газа P приведены на рис. 2.

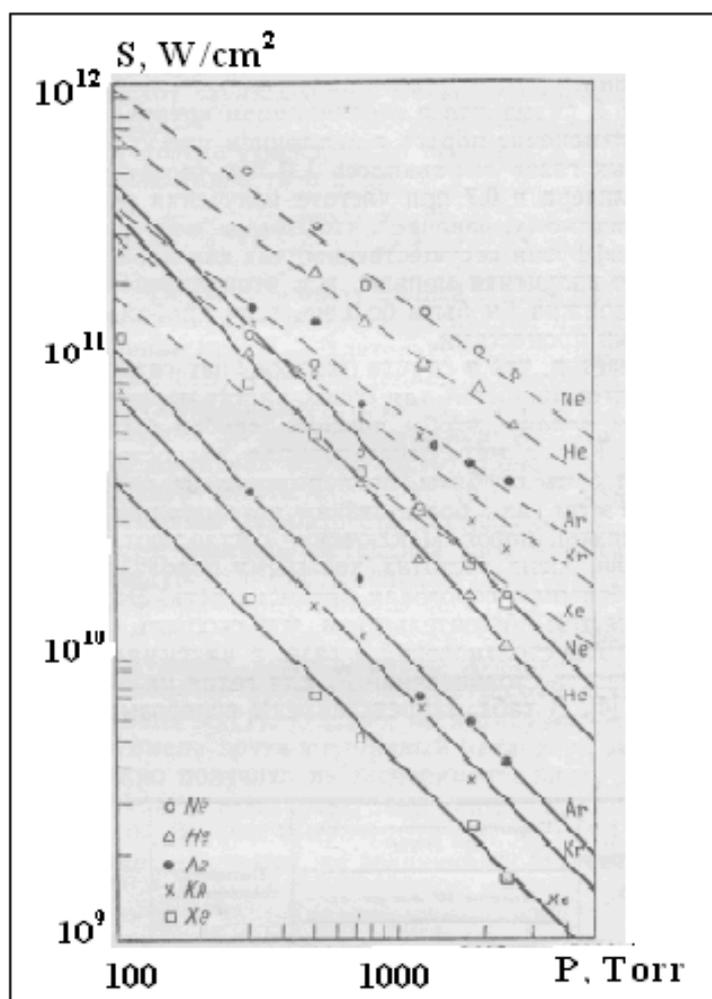


Рис.2.

Зависимость пробойного значения интенсивности лазерного излучения от давления газа $S=f(P)$. Сплошные линии – неодимовый лазер, пунктир – лазер на рубине.

Режим пробоя в [1] исследовался в диапазоне изменения давления газов – $100 < P < 2500$ Torr и интенсивности лазерного излучения – $10^9 \leq S \leq 10^{12}$ W/cm². Длительность импульса – 40 ns.

С ростом давления уровень необходимой для пробоя газов интенсивности излучения для одного и другого лазера падает. В пределах точности эксперимента для всех газов зависимости $S=f(P)$ аппроксимируются прямыми отрезками. Тангенс угла наклона, оставаясь в пределах каждой серии неизменным для всех газов, обнаруживает зависимость от длины волны лазерного излучения. При $P = const$ уровень пробойного значения S в последовательности от ксенона к неону возрастает. По неустановленной причине из этой закономерности выпадает гелий.

Результаты исследования

В результате обработки экспериментальных данных по порогу оптического пробоя была извлечена информация об обобщенном коэффициенте скорости начальной ионизации $\langle \alpha_v \rangle$ атомов инертных газов и о порядке реакции фотоионизации X – информация необходимая и достаточная для детального описания природы рождения первичных электронов.

Графики зависимости изменения $\langle \alpha_v \rangle$ для атомов инертных газов от давления при инициировании оптического пробоя излучением неодимового (серия кривых А) и рубинового (кривые серии В) лазеров приведены на рис.3.

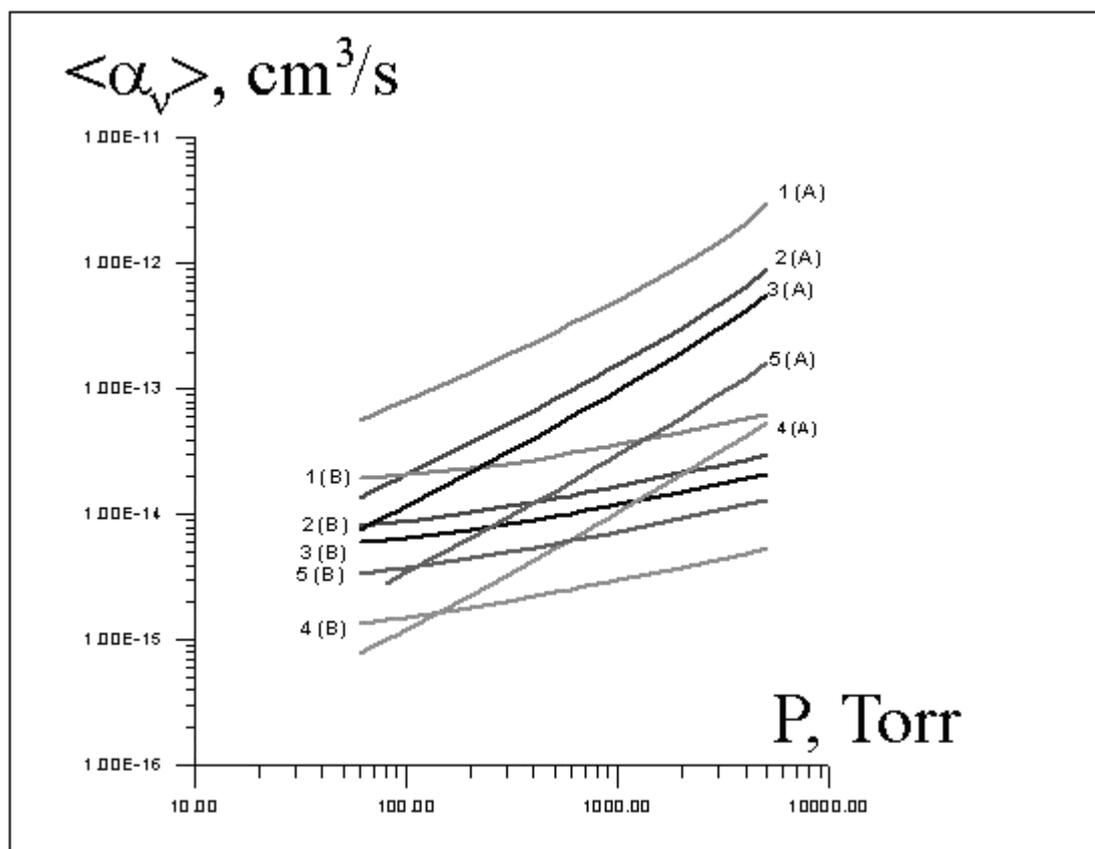


Рис. 3.

Зависимость $\langle \alpha_v \rangle = f(P)$: 1 – ксенон; 2 – криптон; 3 – аргон; 4 – неон; 5 – гелий. А и В – пробой инициирован излучением неодимового и рубинового лазера соответственно.

Из анализа этих данных следует, что коэффициент скорости начальной ионизации зависит от рода газа и, что весьма существенно, от его давления. Различие в тангенсе угла наклона кривых серий А и В связано с особенностями изменения порядка реакции $X=f(P)$ от длины волны лазерного излучения.

Изменение порядка реакции X фотоионизации от давления в аналогичных условиях иллюстрируется кривыми на рис.4.

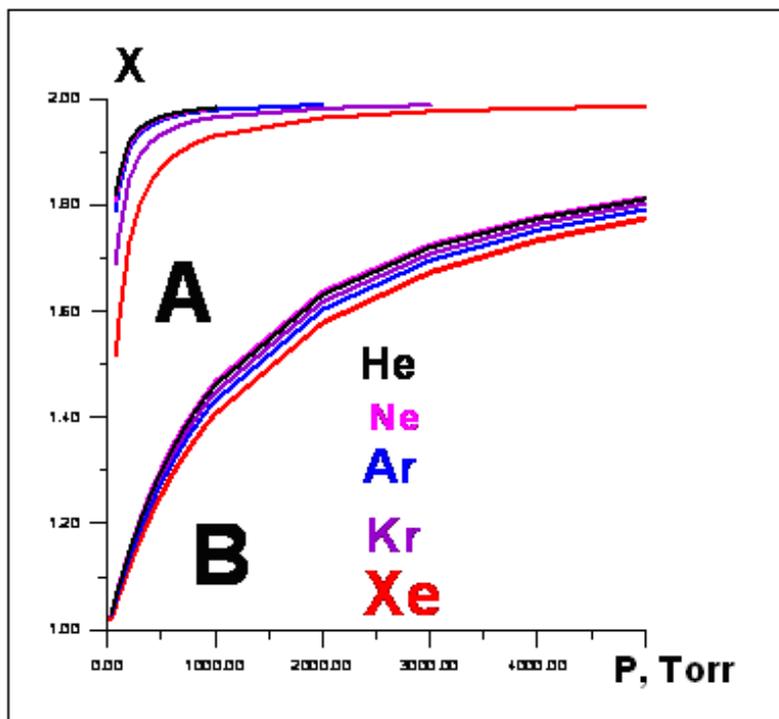
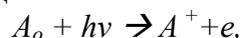


Рис 4.

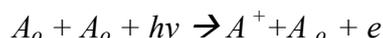
Изменение порядка реакции однофотонной ионизации атомов инертных газов от давления. Оптический пробой инициирован излучением: А – неодимового лазера, В – лазера на рубине.

Согласно представленным данным, порядок реакции начальной фотоионизации X изменяется в пределах от 1 до 2-х при изменении давления газа от 100 Torr и выше. Причем, характер поведения кривых серии А и В существенно различен. В первом случае, при инициировании оптического пробоя излучением неодимового лазера, порядок реакции фотоионизации во всем исследуемом диапазоне давлений близок или равен двум. Тогда как во втором – от значения близкого к единице при $P \sim 100 \text{ Torr}$ он, увеличиваясь с ростом давления, не достигает уровня насыщения.

Т.к. порядок реакции X , по определению, содержит в себе информацию о числе атомов, принимающих участие в процессе фотоионизации, то диапазон его изменения от 1 до 2 фактически является прямым доказательством того, что при $X \rightarrow 1$ в рождении первых электронов доминирующая роль принадлежит бинарному процессу фотоионизации



тогда как при высоких давлениях, когда $X \rightarrow 2$, – захвату фотона при столкновении 3-х частиц



На основании данных об обобщенном коэффициенте скорости начальной ионизации газов и порядке реакции фотоионизации X, определены сечения фотоионизации атомов инертных газов излучением с длиной волны $\lambda = 1.06 \mu\text{m}$ и $\lambda = 0.6943 \mu\text{m}$ и установлен характер изменения относительной роли этих процессов на начальной стадии развития пробоя.

Сечение фотоионизации атомов σ_{fa} в бинарных столкновениях и постоянная σ_{faa} - величина, эквивалентная сечению фотоионизации при взаимодействии трех частиц, приведены в таблице 1.

ТАБЛИЦА 1.

Атом	Неодимовый лазер $\lambda = 1.06 \mu\text{m}$		Рубиновый лазер $\lambda = 0.6943 \mu\text{m}$	
	σ_{fa}, cm^2	$\sigma_{faa}, \text{cm}^5$	σ_{fa}, cm^2	$\sigma_{faa}, \text{cm}^5$
Xe	0.89E-24	0.49E-42	0.61E-24	0.21E-43
Kr	0.15E-24	0.15E-42	0.25E-24	0.11E-43
Ar	0.60E-25	0.92E-43	0.19E-24	0.79E-44
Ne	0.55E-26	0.98E-44	0.41E-25	0.22E-44
He	0.16E-25	0.28E-43	0.11E-24	0.52E-44

Сечения σ_{fa} и σ_{faa} определены путем решения системы из двух однотипных уравнений для скорости ионизации вида

$$\langle \alpha_v \rangle \cdot N_{hv} \cdot N_a = \sigma_{fa} \cdot c \cdot N_{hv} \cdot N_a + \sigma_{faa} \cdot c \cdot N_{hv} \cdot N_a^2$$

записанных для двух отличных друг от друга режимов оптического пробоя.

Здесь c – скорость света.

В левой части каждого равенства скорость ионизации выражена через обобщенный коэффициент, значение которого известно, справа – через искомые сечения.

Отметим, что точность определения приведенных в таблице сечений σ_{fa} и σ_{faa} не выше 50%. Это связано с ограниченной точностью определения параметров пробоя в эксперименте.

Интересны результаты, характеризующие изменение относительной роли фотоионизации в бинарных и тройных столкновениях частиц при пробое. Относительный вклад этих механизмов стабилен для разных газов, но очень чувствителен к давлению газов и к длине волны лазерного излучения.

Данные об изменении скорости фотоионизации атомов ксенона при поглощении излучения лазеров на неодимовом стекле и на рубине при взаимодействии 2-х и 3-х частиц, а так же их суммарное значение от давления приведены на рис. 5 и 6.

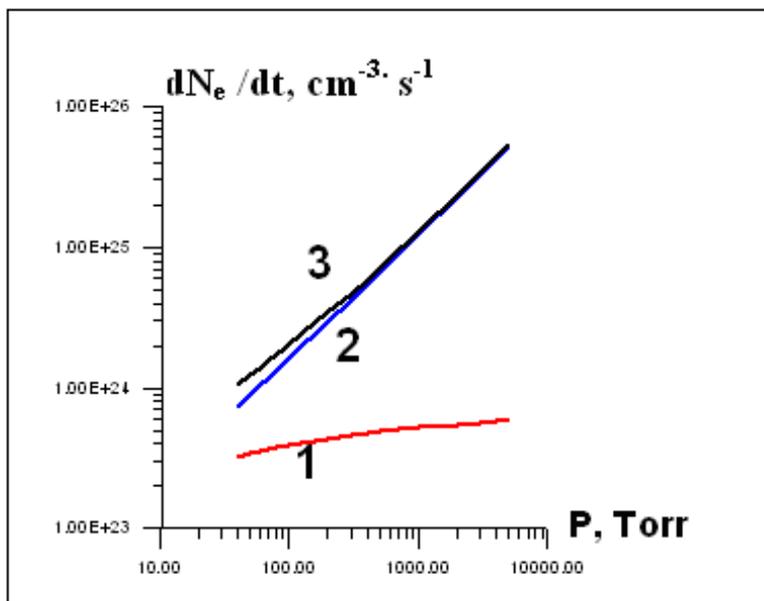


Рис. 5.

Скорость однофотонной ионизации атомов ксенона излучением неодимового лазера: 1 - при бинарных столкновениях, 2 - при взаимодействии трех частиц, 3 - суммарная скорость рождения электронов.

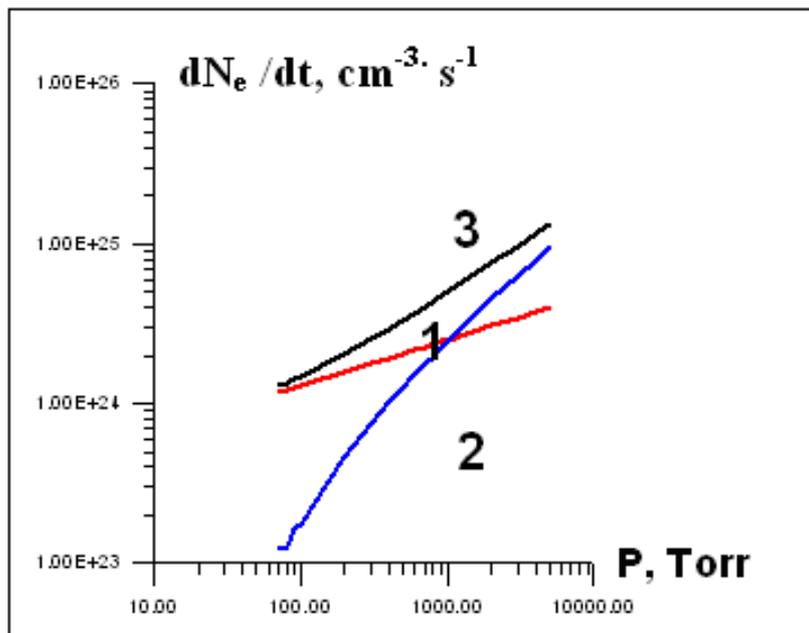


Рис. 6.

Скорость однофотонной ионизации атомов ксенона излучением лазера на рубине: 1 - при бинарных столкновениях, 2 - при взаимодействии трех частиц, 3 - суммарная скорость рождения электронов.

Фотоионизация атомов при оптическом пробое, инициируемым излучением неодимового лазера, существенно отличается от процесса, инициируемого излучением первой гармоники рубинового лазера.

В первом случае во всем исследуемом диапазоне давлений образование затравочных электронов обеспечивается фотоионизацией при тройном столкновении частиц.

Во втором случае процесс ионизации разыгрывается по иному сценарию. Здесь при низких давлениях в начальной ионизации доминирующая роль принадлежит механизму фотоионизации в бинарных столкновениях. Например, при $P \sim 100 \text{ Torr}$ эффективность фотоионизации атомов при бинарном взаимодействии частиц на порядок выше эффективности ионизации при тройных столкновениях. С ростом же давления газа роль последнего механизма возрастает и становится определяющей при $P > 1000 \text{ Torr}$.

Итак, на основе экспериментальных данных по порогу оптического пробоя, не внося каких бы то ни было дополнительных условий и ограничений, установлено, что рождение первых электронов при оптическом пробое в инертных газах обеспечивается однофотонной ионизацией атомов при бинарном и тройном взаимодействии частиц. В одном и другом случае процесс ионизации реализуется при поглощении одного кванта света, энергия которого почти на порядок ниже потенциала ионизации атома.

Возможность существования такого механизма представляется совершенно невероятным. Действительно, в рамках современных, устоявшихся представлений необычно как участие третьей частицы при фотоионизации, так и возможность ионизации атомов фотонами, энергия которых ниже потенциала ионизации.

В то время как возможность существования в природе процесса фотоионизации с такими свойствами обсуждается впервые, близкое по своей сути явление, наделенное теми же особенностями – процесс фотовозбуждения атома при поглощении излучения на крыльях дисперсионного контура хорошо изучено [12] и является краеугольным камнем классической теории дисперсии и поглощения света.

Классическая теория дисперсии света [13,14], основанная на частном решении уравнения движения связанного электрона в электромагнитном поле волнового пакета (фотона), с высокой степенью точности описывает оптические свойства газов и плазмы. В равной степени это относится и к описанию частотной зависимости изменения показателя преломления и коэффициента поглощения света на крыльях контура линии поглощения.

Это находит свое подтверждение, например, в работах по исследованию аномальной дисперсии в парах металлов [15] и явления уширения спектральных линий [12].

Хорошо известно, что для слабо затухающего гармонического осциллятора частотные характеристики вынужденных колебаний подобны характеристикам преобразования Фурье [16]. А наличие взаимной корреляции между разложением функции в ряд Фурье и распределением интенсивности излучения в спектральной линии, отмечено в [12].

Согласно теории дисперсии света [13,16], зависимость изменения показателя преломления n и коэффициента поглощения k в пределах всего контура изолированной линии поглощения (не исключая и далекие его крылья) от частоты ω описывается системой двух уравнений

$$n^2 \cdot (1 - \kappa^2) = 1 + 4 \cdot \pi \cdot f \cdot N_a \cdot \frac{e^2}{m_e} \cdot \frac{\omega_o^2 + \omega^2}{(\omega_o^2 + \omega^2)^2 + \gamma^2 \cdot \omega^2} \quad (4)$$

$$2 \cdot n^2 \cdot \kappa = 4 \cdot \pi \cdot f \cdot N_a \cdot \frac{e^2}{m_e} \cdot \frac{\gamma \cdot \omega}{(\omega_o^2 + \omega^2)^2 + \gamma^2 \cdot \omega^2} \quad (5)$$

Приняв во внимание, что для газов и плазмы показатель преломления близок к единице [17], последнее соотношение (5) для дисперсионного контура, являющегося сверткой естественного контура с ударным [12], может быть представлено в виде

$$\kappa = 2 \cdot \pi \cdot f \cdot N_a \cdot \frac{e^2}{m_e} \cdot \frac{(\gamma_{est} + \gamma_{ud}) \cdot \omega}{(\omega_o^2 + \omega^2)^2 + (\gamma_{est} + \gamma_{ud})^2 \cdot \omega^2} \quad (6)$$

где – N_a , e , m_e соответственно концентрация поглощающих атомов, заряд и масса электрона.

f - сила осциллятора,

ω_o - частота оптического перехода

γ_{est} и γ_{ud} – показатель естественного и ударного (лоренцовского) затухания соответственно.

Первый из них задается временем жизни возбужденного атома

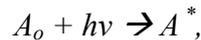
$$\gamma_{est} = \frac{1}{\tau_{ki}} = A_{ki}$$

а второй – частотой упругих столкновений атомов, зависящей от концентрации нормальных атомов [12],

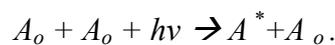
$$\gamma_{ud} = \frac{1}{\tau_{ud}} = f(N_a)$$

Два разных механизма уширения спектральной линии - механизмы естественного и ударного уширения, определяют существование двух разных реакций фотовозбуждения атомов при поглощении излучения на крыльях отличных друг от друга контуров линии поглощения.

В первом случае фотовозбуждение атома реализуется при бинарном взаимодействии частиц



Во втором, из-за существующей зависимости γ_{ud} от концентрации атомов N_a процесс фотовозбуждения реализуется при столкновении трех частиц



Отметим, что в одном и другом случае при $\omega < \omega_o$ классическая теория света не запрещает поглощение кванта $h\nu$, энергия которого ниже его резонансного значения $h\nu_o$.

К сожалению, это положение, из-за отсутствия экспериментального подтверждения, не может быть безоговорочно распространено на далекие и сверх далекие крылья линии поглощения.

До настоящего времени экспериментальное изучение оптических свойств спектральных линий ограничено крыльями, отстоящими от центра линии не далее десятка полуширин. Это связано, с одной стороны, с ограниченными техническими возможностями выделения слабого сигнала на высоком уровне шумов и, с другой, резким и значительным уменьшением величины коэффициента поглощения. Например, при смещении от центра линии на 10 ангстрем коэффициент поглощения K для естественного уширения уменьшается более, чем в 10^{11} раз.

Итак, теория дисперсии света адекватно описывает частотную зависимость показателя преломления на близких и далеких крыльях линии поглощения. Экспериментально установлено, что она надежно отражает характер изменения поглощения света около линии поглощения. Модель гармонического осциллятора не исключает возможность поглощения и излучения света на частоте, отличной от резонансной. И, наконец, хорошо известный механизм ударного уширения спектральных линий объясняет необходимость участия 3-ей частицы в фото процессах.

Экстраполируя перечисленные закономерности на далекие крылья, выскажем предположение, что при оптическом пробое начальная фотоионизация атомов связана с поглощением лазерного излучения на низкочастотном сверхдалеком крыле дисперсионного контура линии поглощения.

Причем бинарный процесс (при $X=1$) обусловлен поглощением излучения на низкочастотном сверхдалеком крыле естественного контура, в то время как ионизация при тройном взаимодействии частиц является следствием поглощения излучения на сверхдалеком крыле ударно уширенного контура. Естественно, что при этом в одном и другом случае фотоионизация осуществляется при поглощении фотонов, энергия которых существенно ниже потенциала ионизации атомов.

Справедливость этого предположения подтверждается существующей вполне удовлетворительной корреляцией (с точностью до порядка величины) между значениями сечений фотоионизации атомов σ_{fa} и σ_{faa} , полученных при обработке экспериментальных данных по порогу оптического пробоя с сечениями $z\sigma_{fa}$ и $z\sigma_{faa}$, вычисленными по канонам классической теории дисперсии света (по Зеллмейеру).

Оценочный расчет сечений поглощения излучения $z\sigma_{fa}$ и $z\sigma_{faa}$ на крыльях спектральных линий главной серии выполнен в предположении, что энергия оптического перехода равна потенциалу ионизации атома, а сила осциллятора перехода $f=1$. В рамках этих допущений уравнение для коэффициента поглощения κ (6) трансформируется в два выражения, устанавливающих зависимость изменения $z\sigma_{fa}$ и $z\sigma_{faa}$ от частоты.

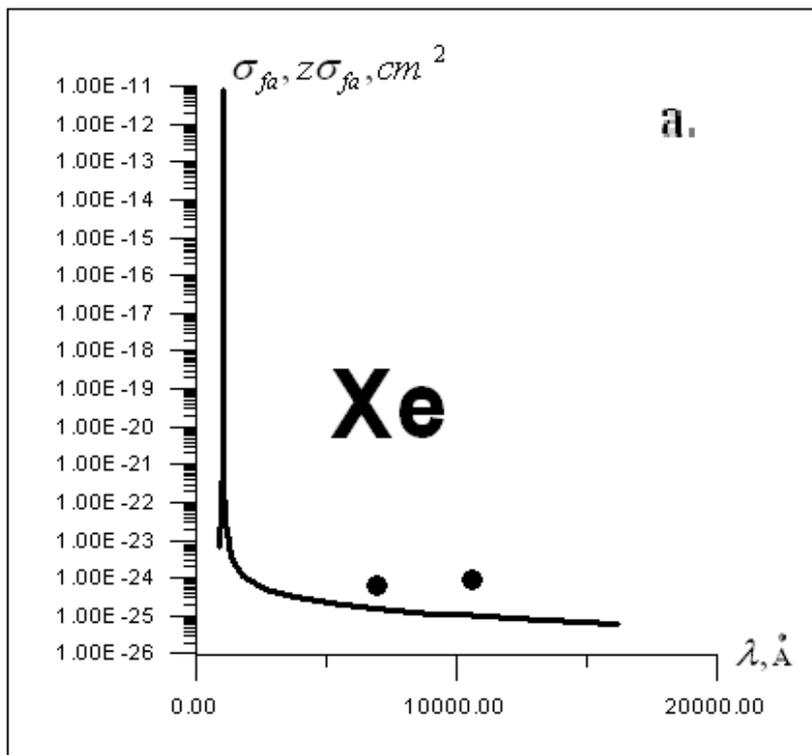
$$z\sigma_{fa} = \kappa^{(est)} \cdot \frac{\omega_o}{c \cdot N_a} = 2 \cdot \pi \cdot \frac{e^2}{m_e} \cdot \frac{\gamma_{est} \cdot \omega}{(\omega_o^2 + \omega^2)^2 + \gamma_{est}^2 \cdot \omega^2} \quad (7)$$

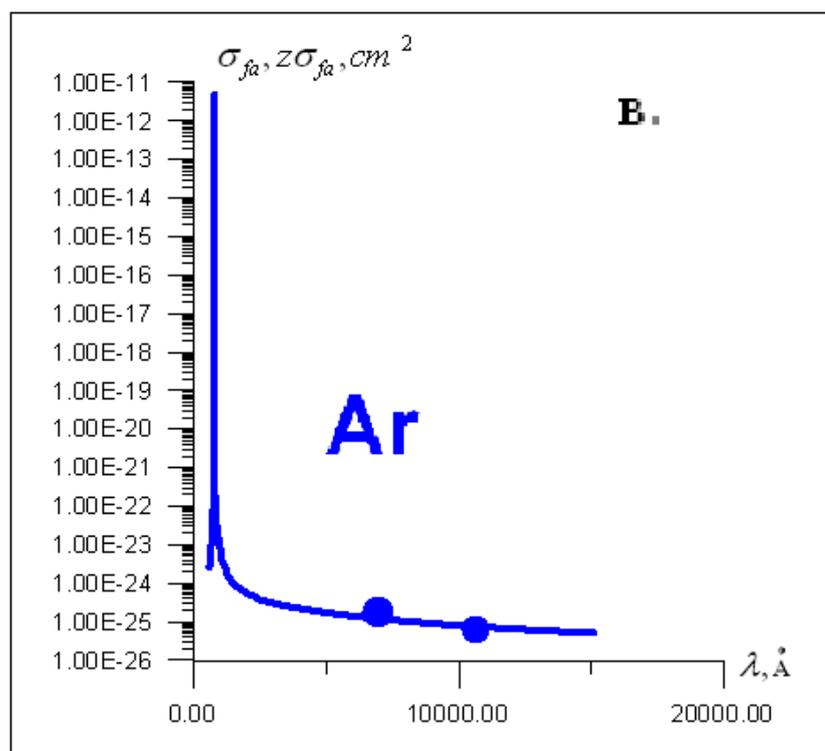
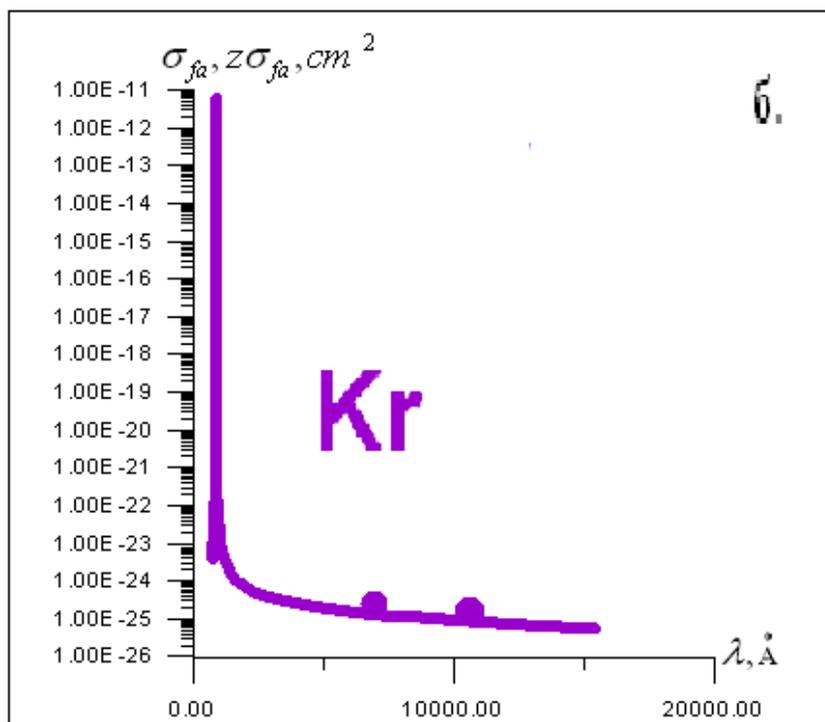
$$z\sigma_{faa} = \kappa^{(ud)} \cdot \frac{\omega_o}{c \cdot N_a \cdot N_a} = 2 \cdot \pi \cdot \frac{e^2}{m_e \cdot N_a} \cdot \frac{\gamma_{ud} \cdot \omega}{(\omega_o^2 + \omega^2)^2 + \gamma_{ud}^2 \cdot \omega^2} \quad (8)$$

где γ_{est} и γ_{ud} – показатель затухания (первый из них задается временем жизни возбужденного атома, а второй – частотой упругих столкновений атомов [12]),

ω_0 и ω – резонансная частота оптического перехода с энергией возбуждения, равной потенциалу ионизации и частота поглощаемого излучения.

Для естественного контура зависимость $Z\sigma_{fa}=f(\lambda)$ изменения сечения поглощения излучения и результаты обработки экспериментальных данных по оптическому пробую –сечения фотоионизации σ_{fa} атомов инертных газов для $\lambda = 1.06 \mu m$ и $\lambda = 0.6943 \mu m$ приведены соответственно для ксенона, криптона, аргона, неона и гелия на рис. 7 а-д





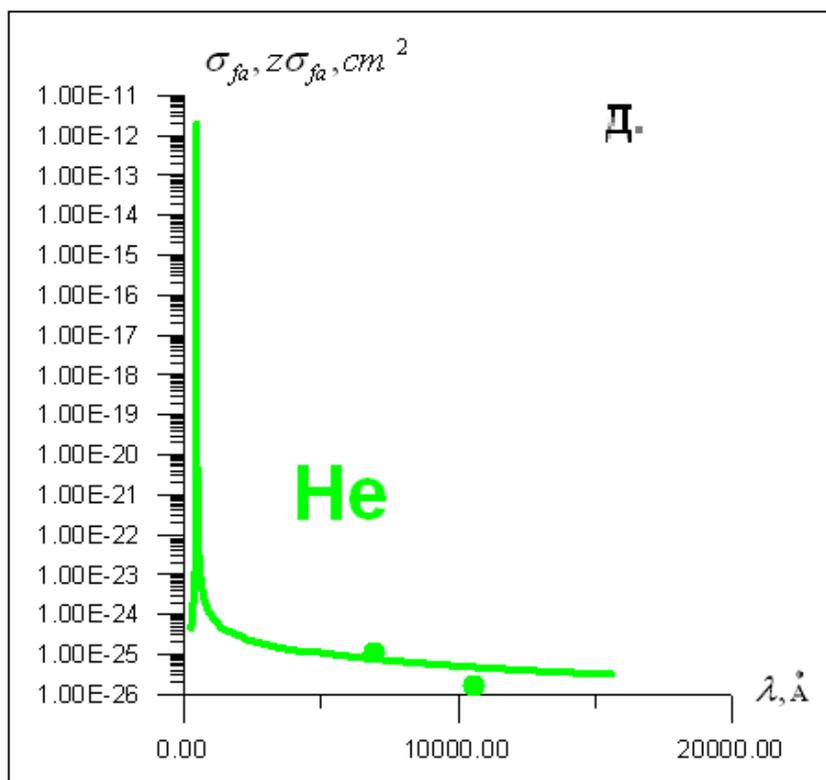
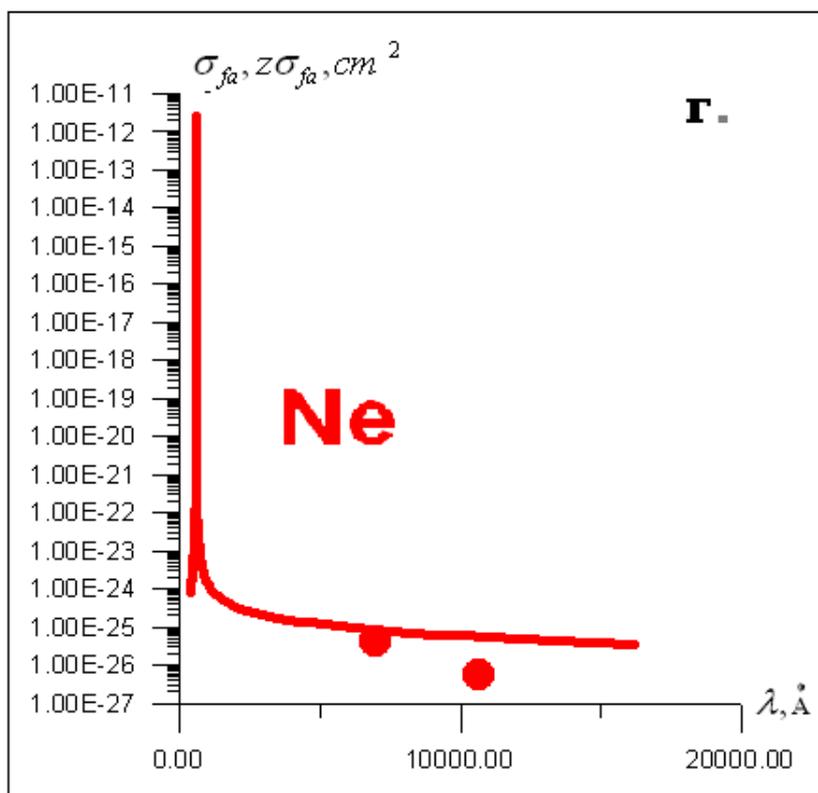


Рис. 7 а-д.

Изменение сечения фотоионизации σ_{fa} и сечения поглощения излучения $z\sigma_{fa}$ атомами инертных газов от λ при естественном уширении контура спектральной линии.

Естественная полуширина спектральной линии согласно [12] порядка $\Delta\lambda_{\text{ест}} \approx 10^{-4} \text{ \AA}$, а лоренцовская при атмосферном давлении газа - $\Delta\lambda_{\text{уд}} \approx 10^{-2} \text{ \AA}$.

В окрестности резонанса, когда $\lambda \approx \lambda_0$, расчетное значение сечения поглощения излучения $z\sigma_{fa}$ меняется в широких пределах. При незначительном отступлении от резонанса, например, при $\Delta\lambda = \lambda_0 - \lambda \approx 1 \text{ \AA}$ сечение уменьшается в 10^8 раз, а при смещении от λ_0 на 10 \AA величина $z\sigma_{fa}$ падает еще на три порядка.

При $\Delta\lambda > 2000 \text{ \AA}$ для всех газов сечения $z\sigma_{fa}$, монотонно падают с ростом длины волны и при $\lambda = 0.6943 \text{ \mu m}$ и $\lambda = 1.06 \text{ \mu m}$ принимают очень низкие, но конечные значения порядка 10^{-25} - 10^{-26} cm^2 . Причем, для аргона и криптона расчетные значения сечений с точностью до множителя 2 совпадают с экспериментальными значениями σ_{fa} . Для других газов это расхождение не превышает порядка величины.

Для ударного контура зависимость от длины волны сечения поглощения $z\sigma_{faa}$ и сечения фотоионизации σ_{faa} при взаимодействии 3-х частиц представлена на рис.8.

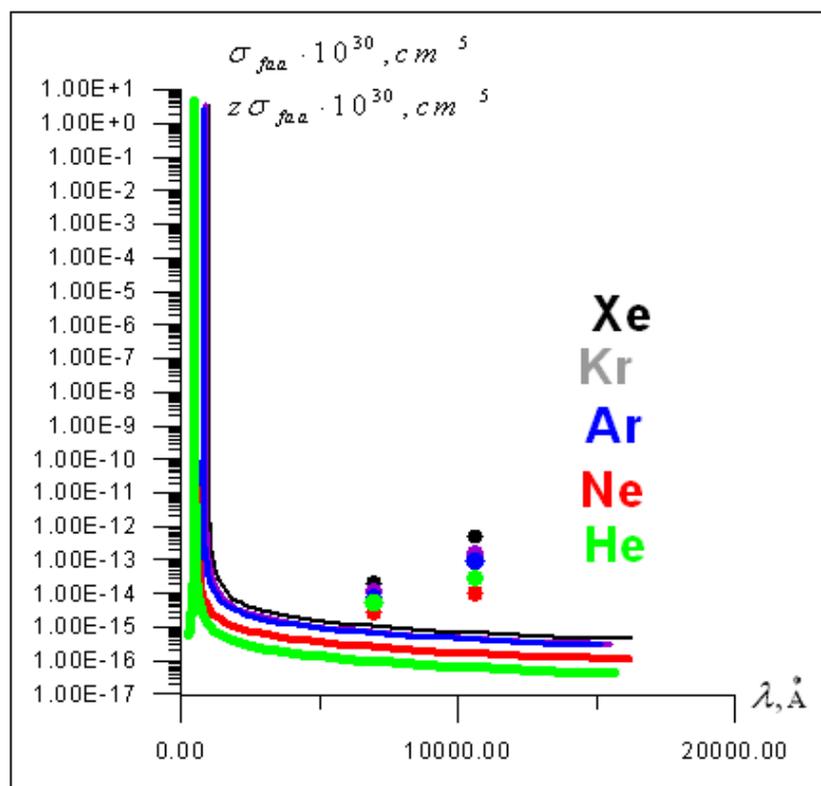


Рис.8.

Изменение сечений фотоионизации σ_{faa} и $z\sigma_{faa}$ атомов инертных газов от λ на ударно уширенном контуре спектральной линии.

Здесь на крыльях лоренцовского контура линии поглощения при $\Delta\lambda > 2000 \text{ \AA}$, так же как и в случае естественного уширения, расчетное сечение $z\sigma_{faa}$ изменяется обратно пропорционально длине волны, тогда как сечение σ_{faa} на

сверх далеком крыле ударного контура обнаруживает очень сильную пропорциональную зависит от длины волны.

Действительно, из сопоставления σ_{faa} с $Z\sigma_{\text{faa}}$ следует, что в единицах лоренцовского сечения на длине волны $\lambda = 0.6943 \mu\text{m}$ сечение фотоионизации σ_{faa} превышает расчетное сечение поглощения $Z\sigma_{\text{faa}}$ в неоне в 10, а в ксеноне - в 20 раз. На длине волны $\lambda = 1.06 \mu\text{m}$ это расхождение возрастает до 60 и 750 раз соответственно.

Не вдаваясь в детали, отметим, что аномальное поведение сечения σ_{faa} от частоты, скорее всего, связано с возрастающей ролью вблизи порога ионизации неупругих атомных столкновений при ассоциативной ионизации [18].

Установленный для естественного контура факт взаимной корреляции между сечением фотоионизации - результатом обработки экспериментальных данных по оптическому пробое и результатами независимого расчета коэффициента поглощения является весомым аргументом для обоснования:

1. справедливости высказанного предположения о том, что при оптическом пробое начальная фотоионизация атомов связана с поглощением лазерного излучения на низкочастотном сверхдалеком крыле дисперсионного контура линии поглощения;
2. утверждения, что оптический пробой в газах это первый и пока единственный случай реализации в низкотемпературной плазме процесса фотоионизации атома фотоном, энергия которого существенно ниже потенциала ионизации. Этот процесс может быть достаточно эффективным, если малая вероятность поглощения фотона скомпенсирована высоким уровнем интенсивности светового потока;
3. прямого доказательства того, что классическая теория дисперсии света адекватно описывает оптические свойства дисперсионного контура линии поглощения не только вблизи резонансной частоты оптического перехода, но и на значительном удалении от него;

В заключение, определим границы, в пределах которых работает одно и многофотонная ионизация.

На рис.9 приведены кривые изменения обобщенной вероятности одно и многофотонной ионизации атомов ксенона от интенсивности лазерного излучения. Кривые 1, 2 и 3 – это $\langle\alpha_v\rangle = f(S)$ по данным работы [7] для многофотонной ионизации, инициируемой излучением, энергия фотонов которого соответственно равна: $h\nu = 4.2, 3.0$ и 1.13 eV. Кривые А и В - результат обработки экспериментов по порогу пробоя излучением неодимового лазера ($h\nu = 1.17\text{eV}$) и лазера на рубине ($h\nu = 1.79$ eV).

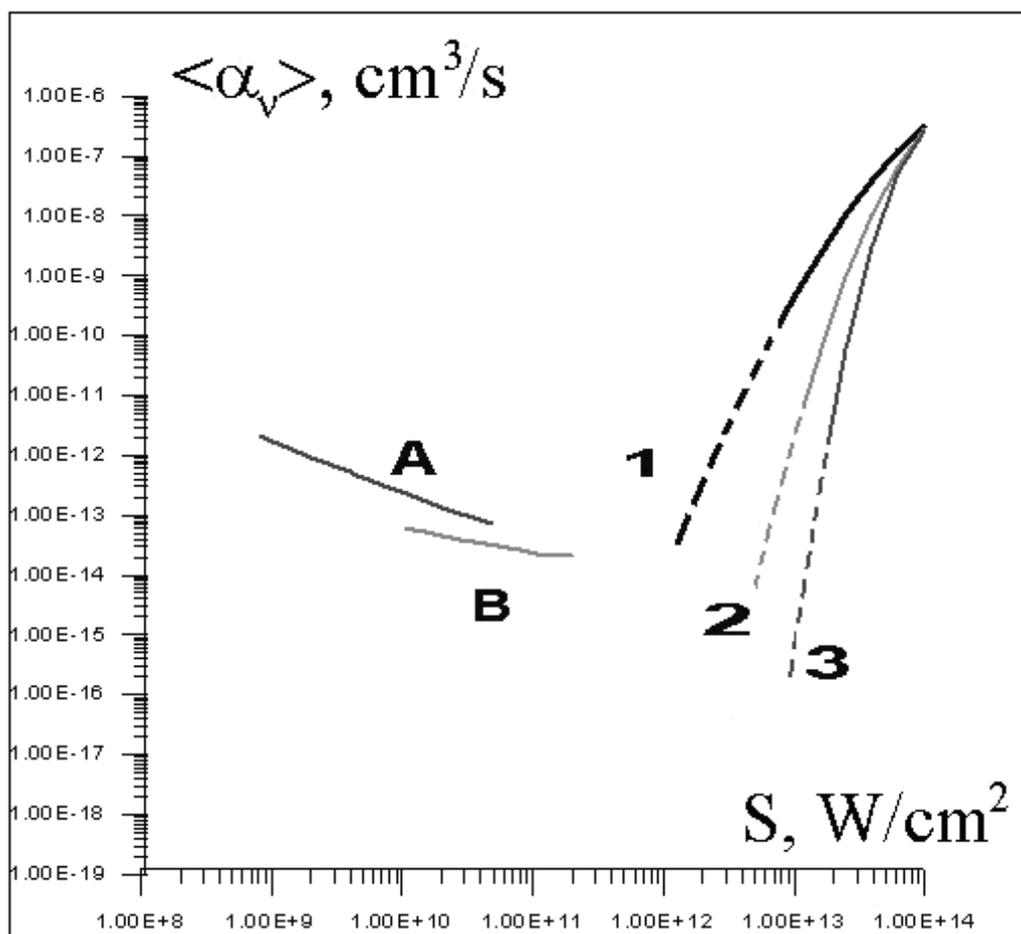


Рис. 9.

Изменение обобщенного коэффициента скорости начальной ионизации ксенона $\langle \alpha_v \rangle$ от интенсивности лазерного излучения S .

Приведенные данные наглядно свидетельствуют о том, что рождение первых электронов при оптическом пробое при $S > 10^{12}$ W/cm² (кривая 1, 2 и 3) исключительно связано с многофотонной ионизацией атомов. Тогда как при $S = 10^{11}$ W/cm² и ниже, вплоть до $S \sim 10^9$ W/cm², доминирующая роль в процессе начальной ионизации принадлежит процессу однофотонной ионизации атомов при поглощении лазерного излучения на сверх далеких крыльях дисперсионного контура.

Выводы

Итак, для диапазона изменения интенсивности излучения $S = 10^9 - 10^{12}$ W/cm², давления газов $P = 100 - 2500$ Торр:

1. установлена природа начальной ионизации при оптическом пробое в инертных газах;
2. показано, что рождение первых электронов связано с однофотонной ионизацией атомов при поглощении света в низкочастотном сверх далеком крыле дисперсионного (естественного и ударного) контура линии поглощения;
3. определены сечения фотоионизации при бинарном и тройном взаимодействии частиц.

Автор признателен Б.Б. Дьякову за интерес к работе.

Работа поддержана Программой Президиума РАН П-09.

Литература

1. R.G. Tomlinson, E.K. Damon, H.T. Buscher. In: Physics of Quantum Electronics N. Y., McGraw-Hill, 1966.
2. R.G. Meyerand, A.F. Naught. Phys. Rev. Lett. 11, 401, 1963.
3. Н.Б. Делоне, В. П. Крайнов. Нелинейная ионизация атомов лазерным излучением Москва, ФизМат Лит., 2001г.
4. А.М. Попов, Фотоионизация атомов: от Эйнштейна до наших дней. Соровский образовательный Журнал, N 3, 1999
5. Ю.П. Райзер Лазерная искра и распространение разрядов. М., НАУКА, 1974.
6. M.D. Perry, O. Landen, A. Szoke, K. Campbell, Phys. Rev. A. 37, 747, 1988.
7. C. Kulander, Phys. Rev. A, 38, 778, 1988
8. И. В. Кузнецова, М.В. Петренко, З.А. Степанова, Г.К. Тумакаев, С.В. Бобашев. Письма в ЖТФ, 2008, т. 34, в. 14, с. 82.
9. Я.Б. Зельдович, Ю.П. Райзер, Физика ударных волн и высокотемпературных газодинамических явлений, М., ФизМат Лит., 1963.
10. Л.М. Биберман, В.С. Воробьев, И.Т. Якубов. Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы. М., НАУКА, 1982.
11. Г.К. Тумакаев, Т.В. Жихарева, В.Р. Лазовская, ЖТФ, т.41, в.9, с. 986, 1971
12. С.Э. Фриш. Оптические спектры атомов. М.-Л., ФизМат Лит., 1963.
13. Г.С. Ландсберг, Оптика. М., ФизМат Лит., 2003.
14. Д.В. Сивухин. Общий курс физики. Том 4. Оптика. М.-Л., ФизМат Лит., 1980.
15. Д.С. Рождественский. Работы по аномальной дисперсии в парах металлов. Изд. АН СССР. 1951.
16. Ф. Крауфорд. Волны. Берклеевский курс физики. Том 3 . М., НАУКА, 1976.
17. Таблицы физических величин. Под ред. И.К. Кикоина. М. АТОМИЗДАТ. 1976.
18. Б.М. Смирнов, УФН, т.133, в. 4, с.569, 1981.

Статья поступила в редакцию 5 мая 2009 г.