

О МЕХАНИЗМАХ РЕЗОНАНСНОЙ ЛАЗЕРНОЙ ИОНИЗАЦИИ

А. Г. Леонов, А. Н. Старостин*, Д. И. Чехов

Московский физико-технический институт
141700, Долгопрудный, Московская обл., Россия* Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований
142092, Троицк, Московская обл., Россия

Поступила в редакцию 12 сентября 1996 г.

Выполнены экспериментальное исследование и численное моделирование резонансного лазерного пробоя, в результате которых впервые получено количественное согласие опытных данных по параметрам плотной резонансной плазмы (плотности и температуры электронов) и результатов расчетов в области отстроек длины волны лазерного излучения от резонанса $\Delta\lambda > 2\text{--}2.5$ нм, в которой минимальны эффекты пространственной неустойчивости интенсивного резонансного лазерного пучка и поглощения излучения. Показано, что предлагавшийся ранее механизм резонансного пробоя, связанный с лазерно-индуцированной ассоциативной ионизацией вносит лишь малую добавку в конечную степень ионизации резонансной плазмы, практически не меняя ее температуру. Впервые применительно к конкретным экспериментальным результатам было проанализировано влияние на набор энергии электронами квантовых процессов вынужденного тормозного поглощения, которые в резонансном случае обычно описывают как удары второго рода. Численные расчеты показали, что при отстройках порядка частоты Раби механизм набора энергии электронами через резонансную систему не сводится к ударам второго рода и может существенно увеличить концентрацию резонансной плазмы. Однако в этой области отстроек лазерный пучок еще сильно возмущен процессами неустойчивости, что приводит к невозможности корректного сравнения теории с экспериментом. При больших же значениях $\Delta\lambda$ классический и квантовый случай мало различаются между собой и величина плотности N_e , вычисленная для обоих механизмов, лежит в пределах погрешности измерений.

1. ВВЕДЕНИЕ

Резонансная лазерная плазма, создаваемая при воздействии на газовую среду лазерного излучения, энергия кванта которого близка к энергии какого-либо резонансного атомарного или молекулярного перехода, давно привлекает к себе внимание и детально изучается во многих работах (см., например, обзоры [1–3] и библиографию в них). Во многом это связано с тем, что резонансная плазма, обладающая высокой плотностью $N_e \simeq 10^{15}\text{--}10^{17}$ см⁻³ при относительно малой температуре электронов $T_e \simeq 0.2\text{--}0.5$ эВ, является уникальным физическим объектом, поскольку достижение таких параметров другими методами, как отмечается в [4], практически неосуществимо.

Широкий диапазон изменения параметров экспериментов, в которых изучалось образование резонансной лазерной плазмы, — плотности среды (в качестве которой, как правило, использовались пары щелочных и щелочноземельных металлов), интенсивности и длительности импульсов лазерного излучения, различие энергетических спектров облучаемых атомов и т. д. — сильно затрудняет построение общей теории рассматриваемого явления, и в настоящее время существует несколько моделей резонансного пробоя.

Для случая высокой плотности паров и импульсного воздействия наиболее общепринятой является модель, предложенная в работах [5, 6]. Согласно [5, 6], на первом этапе пробоя происходит насыщение резонансного перехода лазерным излучением и возникновение начальной ионизации в процессах с участием возбужденных атомов — ассоциативной ионизации, многофотонной (обычно двухквантовой) ионизации резонансного уровня, в лазерно-индуцированных столкновениях. Затравочные электроны затем быстро набирают энергию в сверхупругих столкновениях с резонансно-возбужденными атомами среды, интенсивно заселяя более высоколежащие уровни и ионизируя их. Определенную вспомогательную роль при этом снова играет лазерное излучение, ускоряя нарастание плотности электронов за счет одноквантовой фотоионизации высоко-возбужденных уровней. В конечном итоге развитие электронной лавины приводит к практически полной ионизации среды в узком канале вдоль лазерного луча. Отметим, что в сильном резонансном поле, как теоретически было показано в [2, 7], скорость набора энергии электронами в тушащих столкновениях может существенно отличаться от предложенной в [5, 6]. Помимо рассмотренного в некоторых работах предлагались и другие механизмы образования резонансной плазмы. В частности, в [8, 9] на основе анализа ряда экспериментальных данных был сделан вывод о преобладающей роли в развитии пробоя лазерно-индуцированной ассоциативной ионизации с участием резонансно-возбужденных атомов.

Из сказанного выше следует, что в любом случае для резонансного пробоя среды интенсивность лазерного излучения должна быть всего лишь порядка интенсивности насыщения, которая в парах металлов достаточно мала ($\mathcal{I}_s \simeq 10\text{--}1000 \text{ Вт/см}^2$) вследствие большой величины дипольного момента и малой ширины резонансного перехода (разумеется, в реальных экспериментах из-за большого поглощения, а также из-за конечного времени развития электронной лавины для создания плазменного канала длиной $\sim 1\text{--}10 \text{ см}$ в парах плотностью $10^{15}\text{--}10^{17} \text{ см}^{-3}$ необходимы существенно большие интенсивности, $\mathcal{I} \simeq 10^5\text{--}10^8 \text{ Вт/см}^2$ при длительности импульса $10^{-8}\text{--}10^{-6} \text{ с}$). В случае же нерезонансного пробоя, механизм нагрева электронов в котором определяется обратным тормозным поглощением, пороговые интенсивности, как известно, намного больше: $10^9\text{--}10^{11} \text{ Вт/см}^2$ [10]. При резонансном пробое роль традиционного обратного тормозного поглощения пренебрежимо мала [11].

Хотя различные модели резонансной лазерной ионизации качественно объясняют многие экспериментальные результаты, выполненные на их основе расчеты [4–6, 11–14] согласуются с опытными данными лишь по порядку величины. При этом следует отметить, что детальное сопоставление результатов теории и конкретных экспериментов в литературе вообще отсутствует. С другой стороны, и сама постановка экспериментов, особенно в плотных парах, во многом препятствует их однозначной интерпретации. В значительной мере это связано с тем, что нелинейное взаимодействие интенсивного лазерного излучения с плотной резонансной средой вызывает помимо ионизации ряд других хорошо известных эффектов и, в частности, спектральную и пространственную неустойчивость лазерной волны (см., например, работы [15, 16] и литературу в них). В результате возбуждения такой неустойчивости значительно увеличивается расходимость лазерного пучка и сильно искажается его пространственная структура, что делает неопределенной величину интенсивности излучения, существенным образом определяющую кинетику ионизации резонансной плазмы. Помимо того, наличие неустойчивости не позволяет должным образом учесть и сильное резонансное поглощение, которое испытывает лазерный пучок в плотной среде. Все это не дает возможности коррект-

но сравнивать экспериментальные данные с теорией и установить реальный вклад того или иного механизма в общую картину резонансного пробоя.

Тем не менее устранить или, по крайней мере, сильно ослабить негативное влияние неустойчивости возможно, если частоту лазерного излучения ν_L сместить относительно резонансной ν_0 , поскольку с ростом отстройки $\Delta\nu = \nu_L - \nu_0$ инкременты развития неустойчивости быстро убывают. В то же время из-за большого отношения $\mathcal{F}/\mathcal{F}_s$ можно ожидать, что степень возбуждения среды будет оставаться значительной даже при достаточно больших $\Delta\nu$, тем более, что при увеличении отстройки уменьшается поглощение лазерного излучения. Кроме того, изучение зависимости резонансной ионизации от отстройки позволяет при постоянной интенсивности лазерного излучения менять степень насыщения среды, что дает возможность разделять влияние различных процессов на образование резонансной плазмы и, в частности, оценить влияние сильного поля на скорость нагрева электронов. Тем не менее до настоящего времени такие исследования практически не проводились. Насколько нам известно, лишь в одной работе [17] измерялась зависимость плотности резонансной плазмы от отстройки в стационарных парах. Однако в [17] ширина резонансной кривой была порядка спектральной ширины излучения лазера $\Delta\nu_L$, а интенсивность его излучения была достаточно мала, так что частота Раби также была $\sim \Delta\nu_L$ и, таким образом, эффекты сильного поля в [17] не могли проявиться. Помимо этого, в [17] отсутствовало и какое-либо сравнение эксперимента с теоретическими расчетами. Зависимость плотности плазмы от отстройки от резонанса измерялась и в [18, 19] при исследовании эрозионной плазмы, образующейся при взаимодействии лазерного излучения с поверхностью металлической мишени. Однако и здесь сильная неоднородность эрозионного факела делает практически невозможной количественную интерпретацию эксперимента.

В данной работе, посвященной экспериментальному исследованию и теоретическому моделированию резонансного пробоя при различных отстройках, предпринята попытка восполнить этот пробел. В ней на примере паров натрия впервые получены подробные данные о характеристиках резонансной лазерной плазмы в зависимости от $\Delta\nu$, найдена область отстроек, при которых минимально влияние неустойчивости лазерного пучка, но в то же время еще наблюдается значительная ионизация, проводится сравнение опытных данных с результатами численных расчетов, на основе которого оценивается роль различных механизмов ионизации. В разд. 2 описана экспериментальная установка и диагностические методы. Результаты экспериментов представлены в разд. 3. Раздел 4 посвящен описанию расчетной модели ионизации. Результаты численного моделирования, их обсуждение и сравнение с экспериментальными данными содержатся в разд. 5.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И МЕТОДЫ ДИАГНОСТИКИ

Эксперименты проводились на установке, состоящей из перестраиваемого по частоте лазера на красителе, нагреваемой кюветы с парами натрия и комплекса диагностической аппаратуры (см. рис. 1). Конструкция нагреваемой кюветы была аналогична описанной в [20] и позволяла создавать цилиндрический столб паров натрия высотой 1.5 см и плотностью более чем 10^{16} см $^{-3}$. Перед проведением экспериментов кювета откачивалась до давления 10^{-5} мм рт. ст., затем наполнялась инертным газом (аргоном) при давлении 190 мм рт. ст. и нагревалась до требуемой температуры ($T \sim 700$ К).

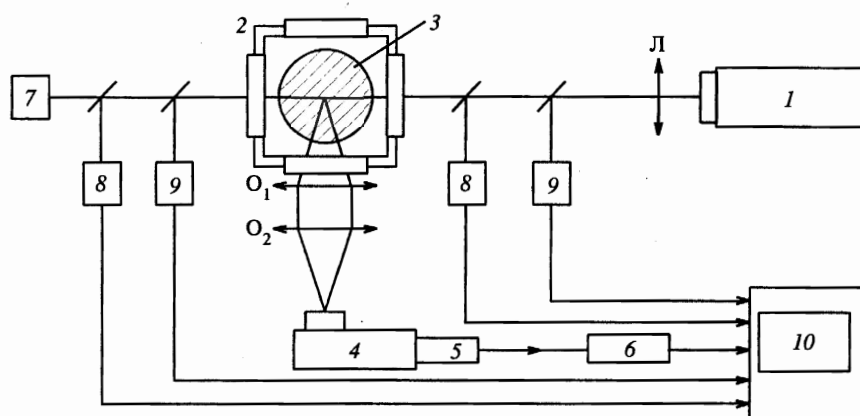


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1 — лазер на красителе, 2 — кювета, 3 — столб паров натрия, 4 — дифракционный монохроматор, 5 — ФЭУ-84, 6 — стробоскопический вольтметр В9-5, 7 — калориметр ИМО-2Н, 8 — фотодиодные линейки, 9 — коаксиальные фотоэлементы ФЭК-31КП, 10 — персональный компьютер

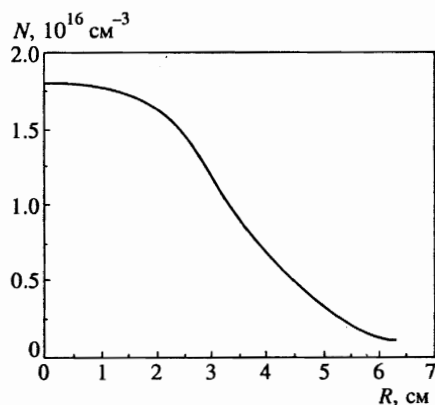


Рис. 2. Распределение плотности паров натрия по радиусу кюветы

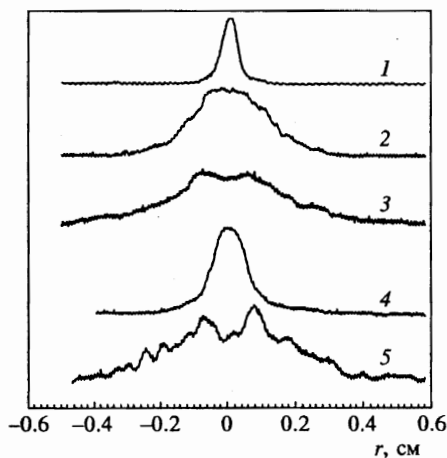


Рис. 3. Распределение энергии излучения по радиусу лазерного пучка: 1 — в центре холодной кюветы (в отсутствие паров); 2–5 — на выходе из нагретой кюветы ($N_0 = 1.8 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$) при различных отстройках (2 — $\Delta\lambda = 3 \text{ нм}$, 3 — $\Delta\lambda = 1.2 \text{ нм}$, 4 — $\Delta\lambda = 0.3 \text{ нм}$, 5 — $\Delta\lambda = -3.6 \text{ нм}$); $\mathcal{F}_L = 66 \text{ МВт/см}^2$

Относительно большое давление аргона было необходимо, чтобы предотвратить конденсацию паров натрия на окнах и других холодных частях кюветы. Величина плотности атомов натрия и ее распределение по радиусу кюветы (рис. 2) вычислялись преобразованием Абеля по данным, полученным методом крюков Рождественского (подробнее см. [21]), с использованием цилиндрической симметрии столба паров. Отметим, что все эксперименты проводились при плотности паров N_0 в максимуме распределения, равной $1.8 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. При этом плотность аргона в горячей зоне была на два порядка больше и составляла $N_{\text{Ar}} \simeq 2.6 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$.

Перестраиваемый лазер на красителе возбуждался излучением 2-ой гармоники лазера на кристалле YAG:Nd^{3+} и генерировал линейно поляризованное излучение при ширине спектра 0.05 нм и длительности импульса $\tau_L = 16$ нс. Разброс в энергии излучения лазера на красителе от импульса к импульсу не превышал нескольких процентов. Настройка лазера на определенную длину волны осуществлялась с точностью 0.02 нм по эталонному спектру неоновой лампы с помощью дифракционного спектрографа ДФС-451, в фокальной плоскости которого размещалась фотодиодная линейка, одновременно регистрировавшая спектр лазерного излучения и спектр сравнения. Лазерный пучок направлялся в нагреваемую кювету и фокусировался в ее центре длиннофокусным объективом ($F = 150$ см). Радиус пучка r_L на полувысоте энергетического распределения, измеренный другой фотодиодной линейкой в области фокусировки в холодной кювете (т. е., в отсутствие паров), составлял 0.3 мм (см. рис. 3). При этом в центральной зоне кюветы радиусом 3 см величина r_L в пределах ошибки (± 0.015 мм) оставалась неизменной. Отметим, что далее при обсуждении экспериментальных данных под интенсивностью лазерного излучения $\mathcal{I}_L$ мы будем понимать величину, рассчитанную по формуле $\mathcal{I}_L = E_L/(\tau_L S_L)$, где E_L — энергия лазерного импульса, а $S_L = \pi r_L^2$. Распределение энергии по сечению лазерного пучка после прохождения через пары натрия измерялось третьей фотодиодной линейкой, располагавшейся на расстоянии 110 см от центра кюветы. Полная мощность и энергия лазерного излучения на входе и выходе из кюветы контролировались коаксиальными фотоэлементами ФЭК-31КП и калориметрами ИМО-2Н.

Определение параметров резонансной плазмы паров натрия (плотности и температуры электронов) проводилось с использованием оптических методов диагностики по уширенному за счет эффекта Штарка профилю спектральных линий и их относительной интенсивности [22, 23]. Для этого свечение плазмы в центре кюветы собиралось в направлении перпендикулярном оси лазерного пучка двумя объективами, строившими изображение центральной светящейся области на входной щели дифракционного монохроматора (1200 штр./мм). Ширина щели в экспериментах устанавливалась равной 20–40 мкм, причем сама щель (высотой 1 см) располагалась параллельно плазменному каналу. С учетом двукратного уменьшения изображения, даваемого проекционной системой, это означает, что пространственное разрешение системы регистрации по длине канала составляло 2 см. Отметим, что на этом размере (± 1 см от центра кюветы) плотность паров практически не меняется (см. рис. 2). Разрешение же по высоте канала составляло, соответственно, 0.04–0.08 мм. За выходной щелью монохроматора размещался фотоэлектронный умножитель ФЭУ-84, сигнал с которого регистрировался стробируемым вольтметром В9-5 с регулируемой задержкой τ_d относительно начала импульса генерации лазера на красителе. Следует отметить, что в пределах длительности строба (4 нс) интенсивность свечения плазмы оставалась практически постоянной. Для получения спектров свечения плазмы длина волны пропускания монохроматора

автоматически сканировалась в окрестностях выбранных спектральных линий, причем в каждой точке по спектру сигнал ФЭУ усреднялся по 10 импульсам. Спектральное разрешение такой системы достигало 0.02 нм.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ИССЛЕДОВАНИЯ РЕЗОНАНСНОЙ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ

3.1. Измерение поглощения лазерного излучения в парах натрия и пространственной структуры лазерного луча на выходе из кюветы

Исследование пространственной структуры лазерного пучка интенсивностью в десятки МВт/см² и с длиной волны излучения, лежащей в окрестности длин волн переходов $D1$ и $D2$ атома натрия ($3^2S_{1/2} - 3^2P_{1/2}$ и $3^2S_{1/2} - 3^2P_{3/2}$, $\lambda_{D1} = 589.592$ нм, $\lambda_{D2} = 588.995$ нм), прошедшего через пары плотностью $\sim 10^{16}$ см⁻³, т.е. в условиях характерных для многих экспериментов по исследованию резонансной лазерной ионизации (ср., например, с [9, 24]), показало, как и ожидалось, наличие развитой пространственно-спектральной неустойчивости лазерной волны. В экспериментах эта неустойчивость ярко проявляется в уширении спектра лазерного излучения, самофокусировке и самодефокусировке лазерного пучка как целого, разбиении его на отдельные нити, генерации конического излучения, генерации смещенных по частоте компонент рассеяния и т. д. Как уже отмечалось, характеристики такой неустойчивости достаточно хорошо известны, и здесь мы лишь кратко остановимся на тех результатах, которые имеют непосредственное отношение к закономерностям образования резонансной плазмы.

На рис. 3 представлены профили лазерного пучка, зарегистрированные на выходе из кюветы с парами натрия при различных отстройках $\Delta\lambda$ ($\Delta\lambda = \lambda_{D2} - \lambda_L$, λ_L — длина волны излучения лазера), а на рис. 4 показан график зависимости диаметра d поперечного сечения лазерного пучка на полувывоте энергетического распределения, отнесенного к диаметру d_0 пучка, измеренному в отсутствие паров. Из этих данных следует, что при относительно малых отстройках $\Delta\lambda > 0$ лазерное излучение испытывает сильную крупномасштабную самофокусировку [25], приводящую к значительному сжатию ядра пучка. При этом генерируется и хорошо известное коническое излучение (см., например, [26]), которое, однако, при малых $\Delta\lambda$ не проявляется, так как угловой

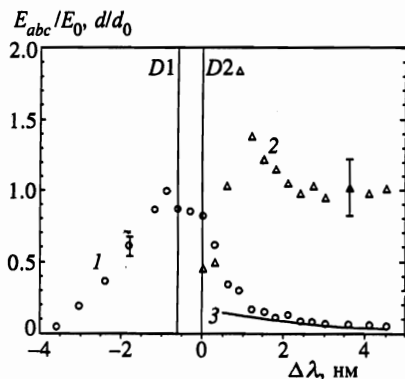


Рис. 4. Зависимости относительной энергии лазерного пучка E_{abs}/E_0 , поглощенной в парах натрия (1, 3), и относительно диаметра пучка d/d_0 на выходе из кюветы (2) от $\Delta\lambda$ (1, 2 — эксперимент, 3 — расчет); $\mathcal{I}_L = 66$ МВт/см². Вертикальными линиями отмечены положения $D1$ - и $D2$ -линий натрия

размер конуса становится настолько велик, что диаметр рассеянного пучка в плоскости регистрирующей фотодиодной линейки значительно превышает ее апертуру (1.3 см). С ростом отстройки сжатие быстро ослабевает, а угол конуса уменьшается. Накладываясь на ядро пучка, коническое излучение в достаточно узкой области отстроек существенно расширяет измеряемый профиль лазерного пучка, придавая ему характерную двугорбую форму (кривая 3 на рис. 3). При еще больших отстройках $\Delta\lambda > 2\text{--}2.5$ нм эффекты неустойчивости перестают влиять на пространственную форму пучка, и измеренный в таких условиях его профиль (рис. 3, кривая 2) практически не отличается от зарегистрированного в отсутствие паров.

В противоположном случае длинноволновых отстроек $\Delta\lambda < 0$ данные по отношению d/d_0 на рис. 4 отсутствуют, так как процессы крупномасштабной самодефокусировки настолько размывают профиль лазерного луча, что его регистрация в пределах апертуры фотодиодной линейки становится возможной только при $|\Delta\lambda| \geq 3\text{--}4$ нм. Отметим, что даже при столь больших отстройках отчетливо проявляется коническая структура рассеянного в парах Na лазерного пучка (рис. 3, кривая 5).

В окрестности резонанса сильно проявляется и поглощение лазерного излучения. Эти данные также приведены на рис. 4, где построена зависимость поглощенной в парах энергии лазерного пучка E_{abs} , нормированной на энергию пучка на входе в кювету E_0 . На графике хорошо заметна асимметрия кривой, связанная с рассмотренной выше зависимостью пространственной структуры лазерного излучения от отстройки. При отрицательных значениях $\Delta\lambda$ из-за эффектов неустойчивости сечение пучка S и, следовательно, поглощенная мощность (при $\mathcal{I} \gg \mathcal{I}_s$ пропорциональная S) оказываются существенно большими, чем при положительных, что и приводит к более пологому спаду величины E_{abs} с ростом $|\Delta\lambda|$ при $\Delta\lambda < 0$. Отметим, что при малых положительных $\Delta\lambda$ значительная доля энергии пучка принадлежит коническому излучению, испытывающему значительное поглощение. Поэтому, несмотря на сильное сжатие ядра пучка, вблизи резонанса величина поглощенной в парах энергии лазерного импульса остается достаточно большой: $(0.3\text{--}0.8)E_0$ при $0 \leq \Delta\lambda \leq 1$ нм.

Полученные данные ясно свидетельствуют, что вблизи резонанса, как и обсуждалось во Введении, сильная неоднородность пучка и значительное поглощение делают невозможным корректное определение интенсивности лазерного излучения в зоне регистрации свечения резонансной плазмы. Более того, для сравнения результатов экспериментов и теоретического моделирования вообще оказывается недоступной область длинноволновых отстроек, поскольку в этом случае, как показали проведенные измерения, пространственная неоднородность излучения сохраняется вплоть до таких значений $\Delta\lambda$, при которых практически отсутствует сколь-нибудь существенная ионизация паров. Однако из графиков на рис. 4 следует, что в диапазоне лазерных длин волн $\lambda_L < \lambda_{D2}$ (т.е. для положительных значений $\Delta\lambda$) уже при относительно малых отстройках $\Delta\lambda \geq 2\text{--}2.5$ нм (где степень ионизации еще велика, см. ниже) влияние паров на пространственный профиль лазерного пучка оказывается минимальным, а поглощение лишь незначительно уменьшает интенсивность излучения. Это и позволяет использовать данную область отстроек для сравнения экспериментальных данных с результатами теоретического анализа.

3.2. ИЗМЕРЕНИЕ ПЛОТНОСТИ И ТЕМПЕРАТУРЫ ЭЛЕКТРОНОВ РЕЗОНАНСНОЙ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ

Образование резонансной лазерной плазмы в условиях нашего эксперимента отчетливо визуально наблюдалось в виде белого свечения в канале лазерного луча при воздействии на пары натрия излучения с длиной волны близкой к длинам волн переходов $D1$ и $D2$ и интенсивностью, превышающей несколько МВт/см². Как и в [9], в свечении плазмы были зарегистрированы многочисленные спектральные линии, наиболее сильные из которых принадлежали переходам $3P - nD$ ($n = 3-7$) и $3P - nS$ ($n = 4-7$) в нейтральном атоме натрия. Линии же ионов натрия и атомов аргона в спектре свечения отсутствовали, что, очевидно, объясняется их высокими потенциалами возбуждения. Для определения концентрации электронов N_e нами были выбраны спектральные линии, соответствующие переходу $3P - 4D$ ($\lambda \simeq 568$ нм), так как, с одной стороны, они имели наибольшую интенсивность и уверенно регистрировались при изменении в широких пределах интенсивности лазерного излучения, отстройки лазерной частоты от частоты перехода $3S - 3P$ и времени задержки момента регистрации относительно начала лазерного импульса τ_d . С другой стороны, именно для перехода $3P - 4D$ существуют надежные расчетные данные по константам уширения [22, 27]. Кроме того, для этого перехода при плотности электронов, лежащей в диапазоне $10^{15}-10^{16}$ см⁻³ штарковские ширины спектральных линий достаточно велики (порядка 0.03–0.3 нм), и, как легко показать, намного превышают уширение, вызванное другими причинами (доплеровское, столкновительное и т.д.). Вместе с тем, использование для определения плотности плазмы спектральных линий, соответствующих переходам на $3P$ -уровни натрия, имеет и свои недостатки и, в частности, позволяет производить измерения только в послесвечении плазмы в отсутствие лазерного излучения. Это связано с тем, что в течение лазерного импульса из-за большой населенности резонансных уровней значительная оптическая толщина плазменного канала вносит существенную ошибку в регистрируемые профили спектральных линий. Измерения оказываются возможными только после того, как населенность $3P$ -уровней вследствие спонтанного распада и дезактивации электронами понизится до приемлемой величины. В наших условиях отсутствие пленения проверялось по соответствию соотношения интенсивностей главных линий в мультиплете его теоретическому значению, определенному по правилу сумм: $J(3^2P_{1/2} - 4^2D_{3/2})/J(3^2P_{3/2} - 4^2D_{5/2})_{theor} = 0.56$. Как показали измерения, плазма становится оптически прозрачной при задержках относительно начала лазерного импульса порядка 80–100 нс, поэтому все эксперименты проводились нами при $\tau_d \geq 100$ нс. Отметим, что поглощение на молекулах Na_2 (с сечением $\gtrsim 10^{-17}$ см² [28]), доля которых при $T \simeq 700$ К составляет $\sim 3\%$ от количества атомов [28], при наших плотностях паров пренебрежимо мало (см. также [9]). Подробное обсуждение применимости штарковских методов для измерения плотности резонансной лазерной плазмы можно найти в [9, 24].

На рис. 5 представлены экспериментально зарегистрированные при различных отстройках профили мультиплетов $3P - 4D$. На них видны только две наиболее сильные линии, соответствующие переходам $3^2P_{1/2} - 4^2D_{3/2}$ и $3^2P_{3/2} - 4^2D_{5/2}$, третья же компонента мультиплета (соответствующая переходу $3^2P_{3/2} - 4^2D_{3/2}$) в его спектре никак не проявляется, поскольку ее интенсивность мала, а длина волны практически совпадает с длиной волны перехода $3^2P_{3/2} - 4^2D_{5/2}$. Даже в условиях резонанса никак не проявляются в спектре и линии, лежащие в коротковолновом крыле мультиплета $3P -$

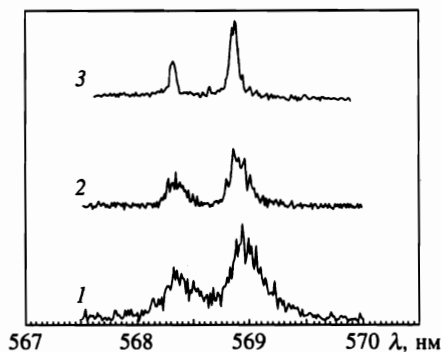


Рис. 5. Экспериментально измеренные профили линий, соответствующих переходу $3P \rightarrow 4D$: 1 — $\Delta\lambda = -3.6$ нм, 2 — $\Delta\lambda = 2.1$ нм, 3 — $\Delta\lambda = 0$ нм; $\mathcal{F}_L = 66$ МВт/см², $\tau_d = 130$ нс

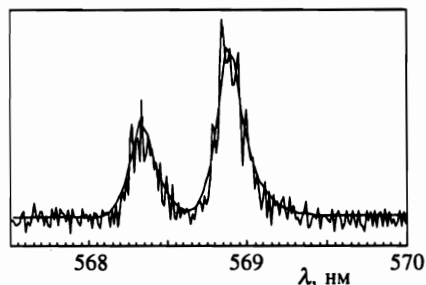


Рис. 6. Экспериментально измеренный профиль мультиплета $3P \rightarrow 4D$ при $\Delta\lambda = 2.1$ нм и его аппроксимация; $\mathcal{F}_L = 66$ МВт/см²

$4D$ и соответствующие запрещенным в дипольном приближении переходам $3P \rightarrow 4F$, которые могут возбуждаться при больших плотностях электронов. В этой связи следует отметить, что приближение изолированных линий, в котором проводились расчеты параметров штарковского уширения в [22, 27], справедливо, если расстояние до ближайшего возмущающего уровня много больше штарковской ширины. Для случая $4D$ -уровней натрия это означает, что влияние $4F$ -уровней будет пренебрежимо малым, если $N_e \ll 6 \cdot 10^{16}$ см⁻³. В наших условиях данное неравенство всегда выполнялось. На рис. 5 хорошо видно, что спектральные линии несколько несимметричны и уширены в красную область. Это означает, что на их форму помимо электронного оказывает влияние и ионное уширение. В этих условиях контур линий отличается от лоренцевского (ударного), и поэтому определение концентрации электронов проводилось нами при помощи интегральной функции Хольцмарка, описывающей штарковский профиль спектральных линий с учетом влияния ионов в идеальной плазме. Для этого на первом этапе протабулированная в [22] функция Хольцмарка аппроксимировалась некоторой аналитической функцией $F(\lambda, N_e)$ с использованием экспериментальных данных о температуре электронов (см. ниже), на основе которой затем строилась другая функция $\Phi(\lambda, N_e)$, описывающая суперпозицию контуров двух наиболее сильных линий мультиплета с учетом их относительных интенсивностей. Далее вычислялась свертка функции Φ и аппаратной функции монохроматора, которой уже и аппроксимировался методом наименьших квадратов экспериментально измеренный спектр мультиплета (см. рис. 6). В результате эта процедура позволяла получить значение N_e , при котором теоретическая кривая наилучшим образом описывала опытные данные.

Результаты измерений зависимости плотности электронов от ряда параметров эксперимента показаны на рис. 7–9. Из представленных данных видно, что зависимость N_e от отстройки $\Delta\lambda$ носит резонансный характер (рис. 7), а максимум плотности электронов ($N_e \simeq 8 \cdot 10^{15}$ см⁻³) достигается при настройке частоты лазерного излучения на частоты $D1$ - и $D2$ -линий. Характерной особенностью этой зависимости является тот факт, что при коротковолновых отстройках величина N_e убывает значительно медленнее, чем при длинноволновых. Это связано с тем, что при отрицательных отстройках

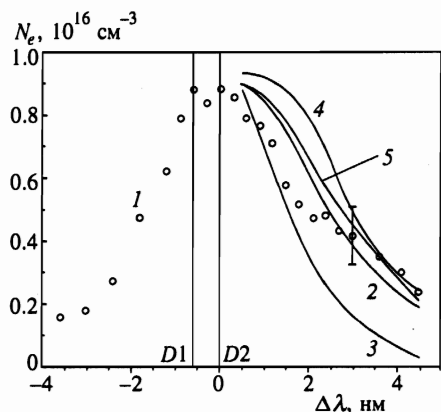


Рис. 7. Зависимость плотности электронов резонансной лазерной плазмы от отстройки $\Delta\lambda$: 1 — эксперимент, 2, 3, 5 — расчет по механизму, предложенному в [5, 6], без учета влияния вынужденного тормозного поглощения на нагрев электронов, 4 — расчет с учетом этого эффекта. Кривая 5 соответствует расчету с включением лазерно-индуцированной ассоциативной ионизации. $\mathcal{I}_L = 66 \text{ МВт/см}^2$ (1, 2, 4, 5) и 33 МВт/см^2 (3), $\tau_d = 130 \text{ нс}$. Вертикальными линиями отмечены положения D1- и D2-линий натрия

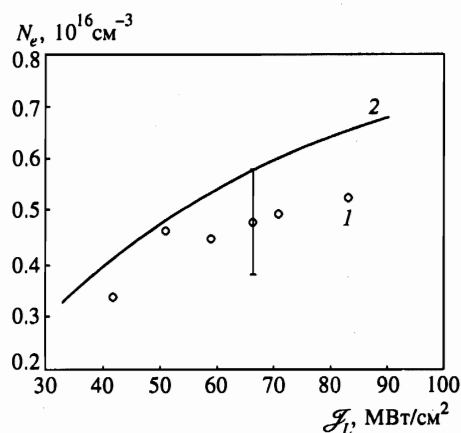


Рис. 8. Зависимость плотности электронов резонансной лазерной плазмы от интенсивности лазерного излучения: 1 — эксперимент, 2 — расчет; $\Delta\lambda = 2.1 \text{ нм}$, $\tau_d = 130 \text{ нс}$

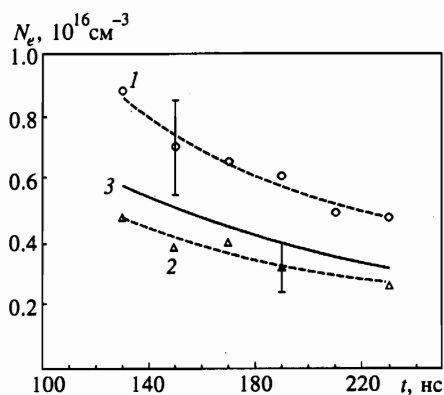


Рис. 9. Зависимость плотности электронов резонансной лазерной плазмы от времени (1, 2 — эксперимент, 3 — расчет): 1, 3 — $\Delta\lambda = 2.1 \text{ нм}$, 2 — $\Delta\lambda = 0$, $\mathcal{I}_L = 66 \text{ МВт/см}^2$

лазерный пучок значительно более уширен, чем в случае $\Delta\lambda > 0$. При этом интенсивность излучения при одной и той же абсолютной величине отстройки в области $\Delta\lambda < 0$ оказывается существенно меньшей, чем при $\Delta\lambda > 0$, что и определяет более быстрый спад N_e при отрицательных отстройках. На рис. 8 приведена зависимость плотности электронов от интенсивности лазерного пучка при $\Delta\lambda = 2.1 \text{ нм}$, т.е. при той отстройке, при которой, как следует из вышеизложенного, возможно достаточно корректное определение плотности мощности лазерного излучения. Зависимости N_e от времени для двух значений $\Delta\lambda$ показаны на рис. 9. Из него, в частности, видно, что при обеих отстройках плотность плазмы уменьшается примерно в два раза за время $\tau_{1/2} = 100 \text{ нс}$, причем, как показала аппроксимация опытных данных методом наименьших квадратов, $N_e(t) \propto t^{-1}$.

Температура электронов T_e определялась в экспериментах по относительной ин-

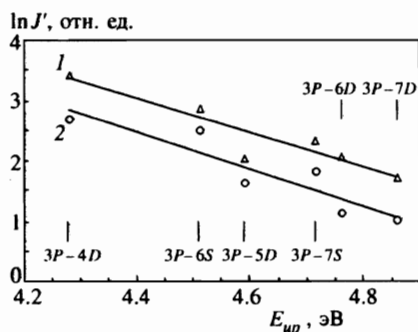


Рис. 10. Зависимость приведенной интенсивности свечения спектральных линий от энергии верхнего уровня соответствующего перехода: 1 — $\Delta\lambda = 0$, 2 — $\Delta\lambda = 2.1$ нм; $\mathcal{F}_L = 66$ МВт/см², $\tau_d = 130$ нс

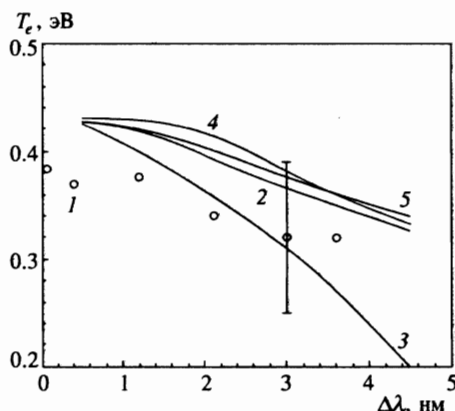


Рис. 11. Зависимость температуры электронов от отстройки $\Delta\lambda$. Обозначения и параметры эксперимента соответствуют рис. 7

тенсивности набора спектральных линий, принадлежащих ряду переходов $3P \rightarrow nD$ и $3P \rightarrow nS$. Применимость этой методики основывается на том обстоятельстве, что после окончания лазерного импульса плотная резонансная плазма быстро приходит в состояние локального термодинамического равновесия [4, 29]. Для существования локального термодинамического равновесия, как известно, плотность плазмы должна удовлетворять условию [23]:

$$N_e [\text{см}^{-3}] > 3.3 \cdot 10^{13} E_{mn}^4 [\text{эВ}] T_e^{-1/2} [\text{эВ}],$$

где E_{mn} — наибольшая энергия рассматриваемых переходов. Для наших условий ($E_{mn} < 2.5$ эВ, $T_e \sim 0.5$ эВ) критическая плотность электронов оказывается порядка $2 \cdot 10^{15}$ см⁻³, что в несколько раз меньше измеренных в эксперименте величин, и, следовательно, приведенное неравенство выполняется с достаточным запасом.

Данные ряда измерений интенсивности линий представлены на рис. 10. На этом графике по оси абсцисс отложено значение энергий верхних уровней соответствующих переходов, а по оси ординат логарифм приведенной интенсивности свечения линий J' :

$$\ln J' = \ln \left(\lambda^3 \sum_i J_i / \sum_i f_i g_i \right),$$

где λ — длина волны перехода, индексы $i = 1, 2$ соответствуют двум компонентам дублета, J_i — интенсивности линий дублета с поправкой на спектральную чувствительность ФЭУ, f_i, g_i — силы осцилляторов соответствующих переходов в дублете и кратности вырождения их нижнего уровня, значения которых приведены в [30]. Температура электронов на данном графике определяется тангенсом наклона прямой ($\text{tg } \varphi = -1/T_e$), аппроксимирующей экспериментальные точки методом наименьших квадратов. Для данного случая $T_e \simeq 0.38$ эВ ($\Delta\lambda = 0$) и $T_e \simeq 0.34$ эВ ($\Delta\lambda = 2.1$ нм). На рис. 11 представлена зависимость температуры электронов от отстройки. Как следует из графика,

величина T_e незначительно уменьшается с ростом $\Delta\lambda$, причем это уменьшение лежит в пределах ошибки измерения. Практически не меняется температура и при изменении задержки τ_d в диапазоне 100–250 нс.

4. РАСЧЕТНАЯ МОДЕЛЬ РЕЗОНАНСНОГО ЛАЗЕРНОГО ПРОБОЯ

Для расчета характеристик плазмы, образующейся в результате резонансного лазерного пробоя, была построена кинетическая модель, описывающая основные процессы образования заряженных частиц в смеси паров натрия и буферного газа (аргона) с учетом реальной временной формы лазерного импульса. При этом предполагалось, что и среда, и лазерное излучение однородны в пространстве и, таким образом, развитие пробоя во времени может быть описано системой обыкновенных дифференциальных уравнений. Эта система включала в себя уравнения для населенностей ряда уровней атома Na, уравнения для плотности электронов и атомарных ионов Na^+ , молекулярных ионов Na_2^+ и NaAg^+ , плотности молекул натрия Na_2 , уравнение для температуры электронов, а также уравнение для диссипируемой в единице объема резонансной среды энергии лазерного импульса E_{dis} . Отметим, что в модели пренебрегалось процессами возбуждения и ионизации атомов Ag и возбуждением ионов Na^+ , несущественных, как показывают оценки, при малых T_e , характерных для резонансной плазмы. Это подтверждается и отсутствием каких-либо линий аргона и иона Na^+ в спектре свечения плазменного столба.

В расчетах мы не предполагали полного насыщения резонансного перехода и населенности $3S$ - и $3P$ -уровней рассчитывались самостоятельно с учетом отстройки частоты лазерного излучения от резонанса. При этом из-за большой величины тонкого расщепления $\delta\lambda \simeq 0.6$ нм (сравнимой с $\Delta\lambda$) $3P$ -уровни рассматривались нами как два отдельных, независимо взаимодействующих с лазерным полем уровня ($3^2P_{1/2}$ и $3^2P_{3/2}$). Кроме того, в модели необходимо было учесть обмен возбуждением между состояниями $3^2P_{1/2}$ и $3^2P_{3/2}$ при соударениях с атомами аргона, сечение которого достаточно велико ($\sigma(P_{1/2} \rightarrow P_{3/2}) = 1.1 \cdot 10^{-14}$ см², $\sigma(P_{3/2} \rightarrow P_{1/2}) = 0.56 \cdot 10^{-14}$ см² [31]). Обменом же возбуждением при столкновениях с атомами натрия с близким сечением $1.6 \cdot 10^{-14}$ см² [32] мы пренебрегали, поскольку плотность буферного газа более чем на два порядка превышает плотность паров.

При вычислении сечения вынужденных переходов форма каждой из двух резонансных линий поглощения предполагалась лоренцевой с шириной на полувысоте $\Delta\nu_{1/2}$, равной сумме ширин, отвечающих процессам атомных уширяющих столкновений и процессам распада резонансных уровней. Среди первых нами учитывались только резонансные столкновения по механизму Власова–Фурсова, константы ударного уширения для которых брались из работы [33] (для $3^2P_{3/2}$ -уровня $k_{res} \simeq 2.4 \cdot 10^{-7}$ см³/с). Однако частота Вайскопфа, определяющая границу применимости ударного приближения и оцененная по значению этой константы, составляет всего лишь $3 \cdot 10^{10}$ Гц (что соответствует отстройке 0.04 нм). Поскольку нас интересовала только область достаточно больших $\Delta\lambda$, вклад резонансных столкновений в сечение поглощения определялся по статическому крылу, которое, как известно [34], для данного процесса имеет симметричный лоренцев профиль с шириной $\Delta\nu_{res}$, несколько превышающей ударную (на 16% для $3^2P_{3/2}$ -уровня). Для плотности паров $N_0 = 1.8 \cdot 10^{16}$ см⁻³ величина $\Delta\nu_{res} = \pi^{-1} k_{res} N_0$ равна $1.4 \cdot 10^9$ Гц. При расчете параметров плазмы в диапазоне длин волн лазерного

излучения $\lambda_L < \lambda_{D2}$ уширением за счет столкновений возбужденных атомов Na ($3P$) с атомами аргона можно было пренебречь, поскольку статическое крыло в этом случае существенно только в области низкочастотных отстроек [35], а граница ударного приближения, оцененная по константам ударного уширения, приведенным в [36], также соответствует малым $\Delta\lambda \sim 0.2$ нм. На крыльях линий поглощения не играет роли и неоднородное доплеровское уширение ($\Delta\nu_D \simeq 2 \cdot 10^9$ Гц).

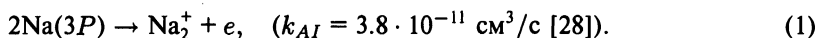
При расчете сечений принимались во внимание и все процессы распада резонансных уровней, учитываемые в данной модели. Из них главный вклад вносят упомянутое выше перемешивание состояний тонкой структуры в соударениях с атомами аргона (которому для $3^2P_{3/2}$ -уровня отвечает однородная ширина $\Delta\nu_{Ar} = 0.46 \cdot 10^9$ Гц), а также электронное девозбуждение резонансных уровней с переходом в $3S$ -состояние с константой скорости k ($3P \rightarrow 3S$) $\simeq 1.6 \cdot 10^{-7}$ см³/с при $T_e \simeq 0.3$ – 0.4 эВ [37], чему соответствует близкая ширина $\Delta\nu_e \simeq 0.5 \cdot 10^9$ Гц при $N_e = 10^{16}$ см⁻³. Другие неупругие столкновительные процессы существенно меньше влияют на общее уширение линий поглощения. Невелик вклад и спонтанного излучения: $\Delta\nu_{sp} = 10^7$ Гц [30]. Отметим, что малое время релаксации фазы резонансной системы $T_2 \ll \tau_L$ ($T_2 = (\pi\Delta\nu_{1/2})^{-1} \simeq \pi^{-1}(\Delta\nu_{res} + \Delta\nu_{Ar} + \Delta\nu_e)^{-1} \sim 10^{-10}$ с) и большая величина частоты Раби $\Omega_R \tau_L \gg 1$ ($\Omega_R = \mu E/\hbar$, где μ — матричный элемент дипольного момента, E — напряженность поля лазерной волны; при $\mathcal{E} = 70$ МВт/см² $\Omega_R \simeq 8 \cdot 10^{12}$ с⁻¹) позволяли игнорировать когерентные и нестационарные эффекты при кинетическом описании взаимодействия излучения с резонансным переходом.

В кинетике возбужденных состояний в данной модели кроме резонансных учитывались только два наиболее низко расположенных уровня, $3D$ и $4S$, ионизация которых электронным ударом рассчитывалась в диффузионном приближении [38]. Основанием для этого послужило то обстоятельство, что в наших условиях из-за малой температуры электронов (0.3 – 0.4 эВ) в кинетике населенностей уровней Na неупругие столкновения с электронами оказываются важны только для переходов между ближайшими термами. При этом роль «узкого горла» в ионизации заселяемых лазером резонансных состояний будет играть возбуждение ближайших к ним $3D$ - и $4S$ -уровней, поскольку энергии переходов $3P \rightarrow 3D$, $4S$ существенно больше, чем энергии переходов между вышележащими уровнями. Константы процессов возбуждения и девозбуждения электронами в зависимости от T_e на переходах $3S \rightarrow 3P$ и $3P \rightarrow 3D$, $4S$ рассчитывались нами в приближении Ван-Режемортера [34], причем для резонансного перехода вычисленная константа девозбуждения, к значению которой наиболее чувствительна степень конечной ионизации паров, с хорошей точностью ($\sim 5\%$) совпадает с измеренной в [37]. Рассчитанные в том же приближении константы электронного возбуждения на разрешенных переходах $3S \rightarrow nP$ ($n \geq 4$), $3P \rightarrow nD$ ($n \geq 4$) и $3P \rightarrow nS$ ($n \geq 5$) оказались на несколько порядков меньше, чем константы ступенчатого возбуждения, что подтверждает сказанное выше. При невысоких температурах пренебрежимо мала и вероятность возбуждения электронным ударом запрещенных переходов. Несущественной оказалась также рассчитанная в соответствии с рекомендациями [39] прямая ионизация всех низколежащих уровней. Отметим, что в кинетике $3D$ - и $4S$ -уровней учитывалась возможность их однефотонной ионизации лазерным излучением с сечением $\sim 6 \cdot 10^{-18}$ см² [40]. Для более высоколежащих уровней фотоионизацией пренебрегалось, поскольку с ростом энергии возбуждения E_i быстро убывает сечение этого процесса ($\propto [(I - E_i)/\hbar\nu_L]^3$, где $I = 5.14$ эВ — потенциал ионизации атома натрия [30]).

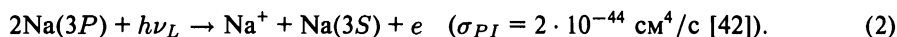
Применимость диффузионного приближения основывается и на том, что при боль-

ших N_e , характерных для данных экспериментов ($N_e \sim 10^{16} \text{ см}^{-3}$), можно пренебречь влиянием радиационных процессов на верхних уровнях [38]. Радиационный распад нижних уровней ($3P$, $3D$, $4S$) в модели учитывался, хотя, как показали расчеты, роль его незначительна и поэтому возможное пленение излучения на переходах $3P \rightarrow 3S$, $3D \rightarrow 3P$ и $4S \rightarrow 3P$ несущественно. Не играет роли и заселение верхних уровней в реакциях $2\text{Na}(3P) \rightarrow \text{Na}(3S) + \text{Na}(nL)$, константы которых достаточно малы (10^{-11} – $10^{-13} \text{ см}^3/\text{с}$ [28]). Значительно большей ($\sim 10^{-9} \text{ см}^3/\text{с}$ [28]) является константа передачи возбуждения от резонансных уровней молекулы Na_2 . Однако из-за их малой плотности ($6 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$) на временах $\sim 10^{-7} \text{ с}$ этот процесс также никак не сказывается на кинетике ионизации. Как показывают оценки, в этой ситуации ступенчатая ионизация оказывается малочувствительной к деталям поуровневой кинетики в области высоковозбужденных состояний атома натрия, и включение в модель уравнений для двух десятков уровней (как это было проделано, например, в [5, 11, 12, 13]) не имеет особого смысла и, кроме того, малонадежно, так как константы элементарных процессов для них известны с низкой точностью (см. также [14]).

Помимо ступенчатых процессов в динамике развития резонансного пробоя важную роль играют процессы образования «затравочной» ионизации [2, 6], главным из которых является ассоциативная ионизация при столкновениях двух резонансно-возбужденных атомов натрия:



Хотя значение этой константы, надежно измеренное в специальных экспериментах при малой интенсивности возбуждающего лазерного поля и хорошо согласующееся с другими данными (см. дискуссию по этому вопросу в [28]), достаточно велико (в аналитической модели [6] использовалась на два порядка меньшая константа), сам по себе вклад ассоциативной ионизации невелик. При плотности резонансно-возбужденных атомов 10^{16} см^{-3} за время лазерного импульса ассоциативная ионизация может обеспечить концентрацию электронов всего лишь на уровне 10^{14} см^{-3} . Вместе с тем, этот процесс существенно влияет на сокращение времени развития электронной лавины, поставляя значительное количество начальных электронов. Отметим, что ассоциативной ионизацией с участием атомов в более высоковозбужденных состояниях пренебрегалось из-за их относительно малого количества и существенно меньшей константы процесса [28]. Помимо ассоциативной ионизации в качестве источника «затравочной» ионизации в модели также учитывались и менее важные процессы: двухфотонная ионизация $3P$ -уровней лазерным излучением с сечением $\sigma_{2ph} \simeq 7.8 \cdot 10^{-49} \text{ см}^4/\text{с}$ [41] и лазерно-индуцированная пеннинговская ионизация:



Как отмечалось в разд. 3, измерения плотности электронов могли проводиться только со значительной задержкой относительно окончания лазерного импульса. В этой связи для сравнения данных эксперимента с результатами расчетов весьма существенным оказывается корректное описание процессов распада резонансной плазмы. Одним из главных среди них является трехтельная рекомбинация



константа которой также вычислялась в диффузионном приближении [38]. Однако одна лишь трехтельная рекомбинация не в состоянии объяснить наблюдаемый в эксперимен-

те спад концентрации электронов в зависимости от времени (рис. 9). Так, характерное время τ_r релаксации плотности резонансной плазмы в результате этого процесса при учете преобладающего охлаждения электронов в упругих столкновениях с ионами, согласно [29], при $T_e \simeq 0.3\text{--}0.4$ эВ и $N_i \simeq 10^{16}$ см $^{-3}$ оказывается порядка $5 \cdot 10^{-7}$ с, что в несколько раз больше полученной в эксперименте величины. Отметим, что характерное время релаксации электронной плотности за счет упругих столкновений электронов с атомами аргона и натрия, рассчитанное с использованием данных о соответствующих транспортных сечениях, приведенных в [23, 43], на порядок больше τ_r . Не может объяснить зарегистрированный спад N_e и диффузионное расплывание плазменного столба, поскольку при используемых в эксперименте давлениях мала скорость амбиполярной диффузии из-за низкой подвижности ионов натрия в аргоне μ_+ . Величину подвижности можно оценить по формуле [23] $\mu_+ \simeq 97 \cdot 10^{19} / (N_{Ar} \sqrt{\beta M}) \simeq 30$ см 2 /В·с, где $\beta = 11.08$ ат.ед. — поляризуемость атома Ar [30], $M \simeq 14.6$ ат.ед. — приведенная масса. Отсюда характерное время амбиполярной диффузии из цилиндрического столба радиусом, равным радиусу лазерного пучка (0.3 мм), есть

$$\tau_{dif} \simeq \left(\frac{r}{2.4} \right)^2 \frac{1}{\mu_+ T_e} \simeq 5 \cdot 10^{-6} \text{ с} \gg \tau_{1/2}.$$

По этим причинам для описания распада плазмы в модели необходимо было учитывать возможные процессы образования и диссоциативной рекомбинации молекулярных ионов, которыми в условиях данного эксперимента могли быть только ионы Na_2^+ и NaAr^+ . При этом главную роль, очевидно, будет играть ион NaAr^+ (с энергией связи 0.16 эВ [30]), образующийся в реакции конверсии атомарного иона Na^+ :



Нам не удалось найти в литературе данных о константе этой реакции, и поэтому ее значение определялось путем подгонки расчетной зависимости $N_e(t)$ к опытным данным (с включением всех остальных механизмов распада плазмы), что дало величину $7 \cdot 10^{-31}$ см 6 /с (отметим, что это значение в три раза превышает оцененное по формуле из [31]). В аналогичных реакциях конверсии могут образовываться и ионы Na_2^+ :



Однако при $N_0 \sim 10^{16}$ см $^{-3}$ реакция (5) вообще незначительна, а (6) вносит малый вклад в общую скорость рождения молекулярных ионов, даже несмотря на значительную величину константы конверсии (оценка согласно [31] дает для нее значение $6 \cdot 10^{-30}$ см 6 /с). Существенно большую роль играет образование иона Na_2^+ в рассмотренной выше реакции ассоциативной ионизации, а также в реакции передачи заряда от иона NaAr^+ :



Величина константы этого процесса, которую можно оценить по сечению поляризационного захвата (см. [44]), составляет $2 \cdot 10^{-9}$ см 3 /с.

Константа диссоциативной рекомбинации иона NaAr^+ в модели полагалась равной таковой для иона Na_2^+ , значение которой $3 \cdot 10^{-7}$ (0.026/ T_e [эВ]) $^{1/2}$ приведено в [45].

Результаты расчетов, однако, нечувствительны к ее точной величине, поскольку при уменьшении константы даже на порядок процесс диссоциативной рекомбинации молекулярных ионов все равно ограничивается скоростью их образования. Помимо диссоциативной рекомбинации для иона Na_2^+ учитывался также другой процесс его распада — фотодиссоциация под действием лазерного излучения с сечением $1.7 \cdot 10^{17} \text{ см}^2$ [46]. Для иона же NaAg^+ фотодиссоциация видимым излучением невозможна, так как в системе $\text{Na}^+ - \text{Ag}$ основное состояние имеет единственный терм, а переходы в возбужденные состояния лежат в ультрафиолетовой области.

Помимо уравнений для населенностей уровней атомарного натрия, плотностей атомарных и молекулярных ионов в кинетическую модель резонансного пробоя было введено также уравнение для плотности молекул Na_2 . Единственным процессом, идущим с участием этих молекул и который необходимо было учитывать в расчетах, является их диссоциация под действием электронного удара, константа которой оценивалась в [44]: $k \simeq 8 \cdot 10^{-8} \text{ см}^3/\text{с}$. Фотодиссоциация же Na_2 излучением на лазерной длине волны ($\lambda \sim 590 \text{ нм}$) незначительна [28]. Отметим, что в расчетах пренебрегалось возбуждением колебательных и вращательных степеней свободы молекулярного натрия (как, впрочем, и возбуждением молекулярных ионов). Константы этих процессов неизвестны, однако их оценки для близких параметров плазмы, приведенные в [44], показывают, что их роль невелика. Пренебрегалось в расчетах и образованием эксимерной молекулы NaAg^* , энергия диссоциации которой (0.07 эВ [30]) порядка температуры тяжелых частиц.

В расчетах предполагалось, что функция распределения электронов по энергиям имеет максвелловский вид. В наших условиях это вполне оправдано, поскольку при больших $N_e > 10^{15} \text{ см}^{-3}$, характерных для резонансной плазмы, частоты электрон-электронных столкновений, устанавливающих максвелловскую функцию распределения по энергиям, достаточно велики. Кроме того, численное моделирование функции распределения электронов по энергиям в [12] показало, что ее отличие от максвелловской наблюдается только на самой ранней стадии резонансного лазерного пробоя при степени ионизации меньшей чем 10^{-5} . Все это дало нам возможность не рассчитывать функцию распределения, а просто использовать уравнение для T_e , которое учитывало все процессы набора и потери энергии электронами, рассматриваемые в рамках данной кинетической модели. При этом вклад обратного тормозного поглощения, оцененный по классическим формулам [23], оказывается малым и не влияет на результат (см. также [11, 12]).

Однако, как было показано в [2, 7, 47], в процессах резонансной ионизации среды механизм нагрева электронов не может быть сведен к ударам второго рода, и его следует рассматривать как процесс вынужденного тормозного поглощения при неупругом рассеянии электронов на атоме в поле резонансной лазерной волны. Отметим, что этот эффект можно интерпретировать и как неупругие столкновения электронов с расщепленной вследствие динамического штарк-эффекта резонансной атомной системой. Это, в частности, позволило, не решая квантового кинетического уравнения, учесть резонансное вынужденное тормозное поглощение в уравнении для температуры, модифицировав в нем члены, отвечающие возбуждению и девозбуждению электронным ударом резонансного перехода с учетом влияния лазерного поля. Из вероятностей соответствующих переходов для двухуровневой системы, приведенных в [47], в приближении $\nu_L \gg \nu_R = \Omega_R/2\pi$, $\nu_L \gg \Delta\nu$, $\nu_R, \Delta\nu \gg (\pi T_2)^{-1}$ можно получить следующее выражение для набора и потерь энергии на резонансном переходе за счет резонансного

вынужденного тормозного поглощения:

$$Q_{12} = \left[\frac{d}{dt} \left(\frac{3}{2} T_e \right) \right]_{12} = \frac{h\nu_0}{2} \left\{ k_{21} \left[N_2 \left(1 + \frac{\Delta\nu}{\nu'_R} \right) + N_1 \frac{g_2}{g_1} \left(1 - \frac{\Delta\nu}{\nu'_R} \right) \right] - k_{12} \left[N_2 \frac{g_1}{g_2} \left(1 - \frac{\Delta\nu}{\nu'_R} \right) + N_1 \left(1 + \frac{\Delta\nu}{\nu'_R} \right) \right] \right\}, \quad (8)$$

где $N_{1,2}$, $g_{1,2}$ — населенности и кратности вырождения нижнего и верхнего резонансных уровней, k_{12} , k_{21} — константы возбуждения и девозбуждения в отсутствие лазерного поля, $\nu'_R = (\nu_R^2 + \Delta\nu^2)^{1/2}$ — обобщенная частота Раби. Как следует из (8), в насыщении при $\nu_R \gg \Delta\nu$ и $N_2 \simeq N_1$ выражение для Q_{12} переходит в обычное выражение для набора энергии в ударах второго рода и потерь за счет возбуждения:

$$Q'_{12} \simeq h\nu_0(k_{21}N_2 - k_{12}N_1). \quad (9)$$

Такое же выражение получается и в другом предельном случае слабого поля и больших отстроек $\Delta\nu \gg \nu_R$, но при $\Delta\nu \simeq \nu_R$ величина Q_{12} будет существенно отличаться от (9) и превышать ее, причем для данных N_1 и N_2 разница будет максимальной при $\Delta\nu = \nu_R$.

С учетом вынужденного тормозного поглощения изменяется и выражение для набора энергии на переходах с верхнего резонансного уровня на другие уровни m :

$$Q_{2m} \equiv \left[\frac{d}{dt} \left(\frac{3}{2} T_e \right) \right]_{2m} = \frac{h\nu_m}{2} \left\{ k_{2m} \left[N_2 \left(1 + \frac{\Delta\nu}{\nu'_R} \right) + N_1 \left(1 - \frac{\Delta\nu}{\nu'_R} \right) \right] - 2k_{m2}N_m \right\}, \quad (10)$$

где $h\nu_m$ — энергия перехода $2 \rightarrow m$, N_m — населенность уровня m , k_{2m} , k_{m2} — константы неупругих переходов в отсутствие лазерного поля. Как легко видеть, в тех же двух предельных случаях (10) также переходит в стандартное выражение.

Следует отметить, что в условиях нашего эксперимента, вообще говоря, при расчете набора энергии электронами также необходимо учитывать трехуровневость резонансной системы, поскольку частота Раби и отстройка оказываются того же порядка величины, что и тонкое расщепление между $3P$ -уровнями. Однако, так как обобщенные вероятностей переходов вынужденного тормозного поглощения на трехуровневый случай нам неизвестно, в уравнении для T_e мы использовали двухуровневое приближение (8), (10). При этом в (8), (10) под N_2 и g_2 понимались суммарная населенность и кратность вырождения уровней $3^2P_{1/2}$ и $3^2P_{3/2}$, а при расчете частоты Раби использовалось суммарное по двум переходам значение матричного элемента (см. [30]). Отметим, что для $\mathcal{J}_L = 66$ МВт/см² частоте Раби соответствует отстройка 1.6 нм. Двухуровневое приближение оправдывается также и тем, что, как следует из расчетов, отличия соотношений заселенностей $3^3P_{1/2}$ - и $3^3P_{3/2}$ -уровней от таковых, определяемых статистическими весами этих уровней, не превышают 10%.

5. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ И ИХ СРАВНЕНИЕ С ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМИ ДАННЫМИ

На первом этапе численного моделирования нами рассчитывались параметры резонансной лазерной плазмы по механизму нагрева электронов, предложенному в [5, 6], что соответствует приближению $\nu_R = 0$ в уравнениях (8), (10). На рис. 12 показаны зависимости для концентраций отдельных компонент лазерной плазмы, а также температуры электронов от времени для отстройки $\Delta\lambda = 2.1$ нм и интенсивности лазерного импульса $\mathcal{F}_L = 66$ МВт/см², вычисленные для этого случая. На том же рисунке представлена и измеренная в эксперименте временная форма лазерного импульса, с учетом которой проводились расчеты. Как видно из этого рисунка, развитие резонансного лазерного пробоя носит существенно нестационарный характер. В течение лазерного импульса достаточно сильно меняется температура электронов, нарастая от начальной, которая принималась равной температуре кюветы (~ 0.06 эВ) до 0.75 эВ в максимуме импульса генерации. Достаточно высокое значение температуры связано с еще относительно малой степенью ионизации (~ 0.01) в этот момент времени. Быстрое нарастание плотности электронов и, соответственно, большие потери на ионизацию атомов Na приводят в дальнейшем к спаду температуры до 0.45 эВ к концу лазерного импульса (что близко к аналитически рассчитанному значению $T_e \simeq 0.35\text{--}0.4$ эВ в [4]), причем для данной отстройки $\Delta\lambda = 2.1$ нм плотность электронов достигает максимума к этому же моменту. В отсутствие излучения температура продолжает медленно понижаться из-за остывания электронов в упругих столкновениях и процессах диссоциативной рекомбинации. Отметим, что в аналитической модели [6] и в численных расчетах [11] температура оказывалась не зависящей от времени и существенно большей: 0.8 эВ. Нестационарность пробоя характерно проявляется и в немономонном поведении плотности атомов натрия в основном состоянии. Сначала она быстро убывает из-за насыщения резонансного перехода, затем, с ростом N_e , несколько повышается вследствие сильного девозбуждения резонансных уровней электронами, а к концу лазерного импульса снова понижается, отражая сильную ионизацию среды. Высокая плотность электронов приводит и к тому, что к концу лазерного импульса практически исчезают и молекулы Na_2 вследствие быстрой диссоциации электронным ударом. Процесс же их образования идет очень медленно [28, 44] и в данной модели не учитывался. В послесвечении резонансной плазмы ее основными компонентами являются (см. рис. 12) электроны,

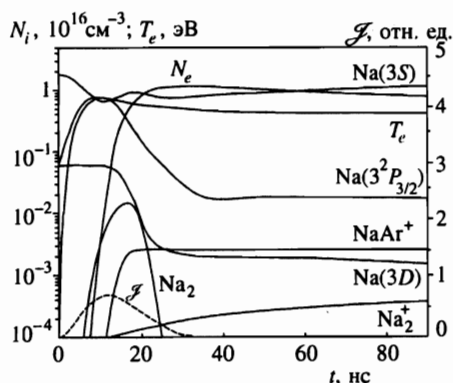


Рис. 12. Расчетные зависимости концентраций отдельных компонент резонансной лазерной плазмы и температуры электронов от времени. Штриховой линией показана измеренная в эксперименте временная форма лазерного импульса. $\mathcal{F}_L = 66$ МВт/см², $\Delta\lambda = 2.1$ нм

ионы Na^+ ($N(\text{Na}^+) \approx N_e$) и атомы натрия в основном состоянии, причем на больших временах 100–250 нс теоретическая зависимость $N_e(t)$ по характеру спада хорошо согласуется с экспериментом (см. рис. 9). Отметим, что измеренные нами профили линий, использованные для расчета N_e и T_e , соответствовали интегрированию свечения плазмы по диаметру лазерного луча. Связанная с этим ошибка, однако, невелика, поскольку подавляющий вклад в излучение плазмы дает узкая центральная зона плазменного канала. Анализ опытных данных, полученных с пространственным разрешением в [24], а также расчет интегрального по диаметру свечения спектральных линий ($3D - 3P$)-перехода, выполненный в рамках описанной выше модели, подтверждают этот факт и показывают, что связанная с усреднением погрешность лежит в диапазоне 10–15%, что укладывается в общую ошибку измерений.

На рис. 7 представлена зависимость $N_e(\Delta\lambda)$, рассчитанная для коротковолновых отстройек $\Delta\lambda \geq 0.5$ нм. Для окolorезонансной области $|\Delta\lambda| < 0.5$ нм вычисления не проводились, что связано с упоминавшимся выше использованием в модели статического механизма уширения и пренебрежением доплеровским уширением при расчете сечения резонансного перехода. Не проводилось моделирование и в области длинноволновых отстройек, поскольку для нее невозможно корректное сравнение с экспериментом (см. разд. 3.1). Как следует из рис. 7, при $\Delta\lambda \geq 2$ –2.5 нм расчеты в пределах ошибки измерения хорошо согласуются с экспериментальными данными. В промежуточном диапазоне отстроек 1–2 нм вычисленные значения N_e существенно выше измеренных, что и отражает уменьшение реально действующей интенсивности лазерного импульса в области регистрации параметров плазмы из-за влияния рассмотренных в разд. 3.1 эффектов неустойчивости и поглощения лазерного излучения. Как показали расчеты, в области малых отстройек $\Delta\lambda = 0.5$ –1 нм к моменту окончания лазерного импульса достигается практически полная ионизация среды, причем не только для реализуемых в эксперименте интенсивностей лазерного излучения, но и при существенно меньших. Распад же резонансной плазмы происходит одинаковым образом и поэтому расчетная кривая для $\mathcal{I} = 66$ МВт/см² при $\Delta\lambda = 0.5$ нм, как показано на рис. 7, практически совпадает с кривой, построенной для в два раза меньшей интенсивности, сильно отличаясь от нее при больших $\Delta\lambda$. Отражением этого обстоятельства является и тот факт, что даже при достаточно больших отстройках $\Delta\lambda = 2.1$ нм и экспериментальная, и расчетная зависимости N_e от интенсивности лазерного излучения имеют тенденцию к насыщению (см. рис. 8). Относительное согласие опытных данных и результатов моделирования в диапазоне малых отстройек является следствием того, что в близкой к резонансу области $\Delta\lambda$ даже при уменьшенной из-за поглощения интенсивности лазерного излучения за время импульса все равно достигается полная ионизация паров натрия. На рис. 4 представлена теоретическая зависимость поглощенной в парах натрия энергии лазерного импульса от отстройки, вычисленная путем интегрирования величины E_{dis} по диаметру кюветы с учетом измеренной зависимости $N(R)$ (см. рис. 2). Сравнение опытных данных с теоретической кривой на рис. 4 показывает, что они хорошо согласуются при больших $\Delta\lambda$, но существенно расходятся при приближении к резонансу, что и объясняется возникновением сильного поглощения из-за развития неустойчивости в реальных экспериментальных условиях. Отметим, что в отличие от N_e рассчитанные значения температуры электронов в пределах ошибки измерения во всем диапазоне отстройек согласуются с опытными данными (см. рис. 11). Это связано с тем, что в области $0 \leq \Delta\lambda \leq 2$ нм величина T_e относительно мало меняется при изменении интенсивности излучения (ср. кривые 2 и 3 на рис. 11).

Определяющая роль электронного девозбуждения резонансных уровней в наборе энергии электронами резонансной плазмы должна приводить к тому, что зависимость $N_e(\Delta\lambda)$ главным образом будет определяться зависимостью от отстройки населенности $3P$ -уровней $N(3P)$ и, соответственно, степенью насыщения резонансной системы лазерным излучением. Ширина распределения $N(3P)$ на полувысоте в стационарном случае определяется выражением

$$\Delta\lambda_{N(3P)} \simeq \frac{\lambda_0^2}{c} \Delta\nu_{1/2} \sqrt{\frac{G\mathcal{I}}{\mathcal{I}_s}}, \quad (11)$$

где $G = (1/2)(g_{3S}/g_{3P} + 1) = 2/3$, а c — скорость света. Полагая $\Delta\nu_{1/2} \simeq 2.4 \cdot 10^9$ Гц при $N_e \sim 10^{16}$ см $^{-3}$, а время релаксации энергии резонансной системы $T_1 \simeq (\pi\Delta\nu_e)^{-1} \simeq 6 \cdot 10^{-10}$ с, легко показать, что $\Delta\lambda_{N(3P)} \simeq 6$ нм. Это значение с учетом грубости оценки хорошо согласуется с измеренной в эксперименте величиной ширины $N_e(\Delta\lambda)$ -распределения 4 нм (см. рис. 7). Отметим, что если для T_1 использовать время спонтанного распада (16 нс), то $\Delta\lambda_{N(3P)}$ оказывается в 5 раз больше. Таким образом, тушение резонансных уровней электронами сильно уменьшает насыщение, на что обращалось внимание еще в [48]. Тем не менее, поскольку вблизи резонанса насыщение все-таки велико, можно полагать, что расчеты по данной модели будут справедливы и в области отстроек $\Delta\lambda < 0.5$ нм независимо от механизма уширения, что подтверждается выполнением как экспериментальных, так и теоретических кривых $N_e(\Delta\lambda)$ и $T_e(\Delta\lambda)$ при приближении к резонансу.

Как упоминалось во Введении, в работе [8] был предложен механизм резонансного пробоя, основанный на гипотетическом процессе лазерно-индуцированной ассоциативной ионизации: $2\text{Na}(3P) + h\nu_L \rightarrow \text{Na}_2^+ + e$ ($k_{LAI} \simeq 5 \cdot 10^{-10}$ см 3 /с при $\mathcal{I}_L > 0.1$ МВт/см 2 [8], что на порядок превышает константу обычной ассоциативной ионизации). На основе этого процесса в [9] интерпретировались полученные в экспериментах (в условиях точного резонанса $\Delta\lambda = 0$) закономерности резонансного пробоя и, главным образом, объяснялась малая температура электронов в послесвечении плазмы $T_e \simeq 0.3$ эВ, противоречащая расчетам [6, 11]. Однако, как показывают приведенные выше данные, даже в окolorезонансной области расчетная температура может быть достаточно низкой. Учитывая, что плотность паров в [9] была существенно выше ($N_0 = (0.8-4) \cdot 10^{17}$ см $^{-3}$), следует ожидать, что неустойчивость лазерного пучка должна проявлять себя еще сильнее и, соответственно, должна возрастать неопределенность в величине интенсивности излучения. Поэтому проводить какое-либо количественное сравнение данных эксперимента с результатами грубых оценок достаточно некорректно. Тем не менее для определения вклада лазерно-индуцированной ассоциативной ионизации в конечную ионизацию в данной работе мы провели расчеты резонансного пробоя с учетом этого процесса. Соответствующие кривые показаны на рис. 7, 11. Как и следовало ожидать, при малых отстройках параметры плазмы практически совпадают с полученными в предыдущих расчетах, а при больших $\Delta\lambda > 2$ нм лишь незначительно (на 10–20% по N_e и на 2–3% по T_e) превышают их.

Во второй серии расчетов нагрев электронов в сильном лазерном поле описывался выражениями (8), (10), при этом фигурирующая в (8), (10) частота Раби вычислялась в соответствии с экспериментально измеренной зависимостью интенсивности лазерного излучения от времени. Теоретические зависимости $N_e(\Delta\lambda)$ и $T_e(\Delta\lambda)$ для этого случая также приведены на рис. 7, 11. В подтверждение сказанного в разд. 4 эти зависимости

в двух предельных случаях малых и больших отстроек приближаются к кривым, рассчитанным в пренебрежении эффектами сильного поля (ср. кривые 2 и 4 на рис. 7, 11), отличаясь от них только в области промежуточных значений $\Delta\lambda$. Однако эти отличия невелики и не превышают $\sim 30\%$ для N_e , еще меньше разница в величине T_e . Следует отметить, что в других условиях отличие рассчитанной плотности электронов может быть и существенно больше. Это связано с тем, что в данном эксперименте при $\Delta\nu = \nu_R$ резонансный переход еще находится в сильном насыщении. Равенство $\mathcal{F} = \mathcal{F}_s$ выполняется, как известно, при отстройках $\Delta\nu_s = \nu_R \sqrt{T_1/T_2}$. Для $N_e \simeq 10^{16} \text{ см}^{-3}$ отношение T_1/T_2 примерно равно 5 и $\Delta\nu_s \simeq 2.3\nu_R$. Поэтому при $\Delta\nu = \nu_R$ значение N_2 еще мало отличается от N_1 и, как следует из (8), (9), разность $\Delta Q = Q_{12} - Q'_{12}$ также невелика. Максимальный же эффект будет достигаться, очевидно, при $T_2 = T_1$.

Расчеты показали, что в области достаточно больших отстроек $\Delta\lambda > 2\text{--}2.5 \text{ нм}$ вычисленные значения плотности электронов резонансной плазмы в обоих случаях различаются между собой на величину меньшую, чем ошибка измерения и, таким образом, данные настоящего эксперимента не позволяют однозначно определить различия двух изложенных выше механизмов нагрева электронов в сильном лазерном поле. Диапазон же меньших отстроек, где эффект выражен более значительно, недоступен, как неоднократно подчеркивалось, для корректного сравнения теории с опытными данными. Отметим, что это обстоятельство носит достаточно принципиальный характер, поскольку область отстроек, в которой наблюдается развитая неустойчивость лазерного излучения, как раз и определяется условием $\Delta\nu \sim \nu_R$ (см., например, [26]).

Точность расчетов, которая определяется использованием диффузионного приближения, приближения максвелловской функции распределения электронов по энергиям, погрешностями в константах реакций, пренебрежением рядом элементарных процессов, в том числе возбуждением электронно-колебательно-вращательных уровней молекул и молекулярных ионов, константы которых неизвестны, пренебрежением возможной роли малых примесей к буферному газу и т.д., оценивается нами в 20–30%. Приблизительно такой же оказывается и погрешность эксперимента. Кроме того, полученные нами экспериментальные данные по плотности электронов существенным образом определяются погрешностью расчета параметров штарковского уширения, которая, как правило, также составляет 10–20%. Существуют и альтернативные [22, 27] расчеты параметров уширения [49], которые дают на 30% меньшие величины. Использование данных работы [49] приведет к соответствующему увеличению измеряемой плотности электронов. Учитывая все это, можно полагать, что по крайней мере в настоящее время весьма проблематично рассчитывать на повышение точности эксперимента и численного моделирования.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе экспериментально и теоретически исследован резонансный лазерный пробой в парах Na плотностью $\sim 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Впервые получено количественное согласие опытных данных по параметрам плотной резонансной плазмы и результатов расчетов по однородной модели в области больших отстроек $\Delta\lambda > 2\text{--}2.5 \text{ нм}$, в которой практически исчезают эффекты резонансной пространственной неустойчивости лазерного пучка и поглощения излучения. Отметим, что при исследовании собственно неустойчивости лазерных пучков также необходимо принимать во внимание эффекты

резонансной ионизации. Впервые применительно к конкретным экспериментальным результатам было проанализировано влияние на набор энергии электронами квантовых процессов вынужденного тормозного поглощения, не сводящихся в общем случае к ударам второго рода. Численные расчеты показали, что этот эффект может существенно увеличить концентрацию резонансной плазмы при отстройках $\Delta\nu$ порядка частоты Раби. Однако в этой области отстроек лазерный пучок еще сильно возмущен процессами неустойчивости, что приводит к невозможности корректного сравнения с экспериментом. При больших же значениях $\Delta\nu$ оба случая мало различаются между собой и величина N_e , вычисленная для обоих механизмов, лежит в пределах погрешности измерений. В работе также показано, что предлагавшийся ранее механизм резонансного пробоя, связанный с лазерно-индуцированной ассоциативной ионизацией, вносит лишь малую добавку в конечную степень ионизации резонансной плазмы (10–20%).

Обнаруженная и в расчетах, и в эксперименте значительная ширина резонансной зависимости N_e от отстройки (~ 4 нм) делает необходимым учет возможной значительной ионизации газовой среды при прохождении через нее мощного лазерного излучения даже при нерезонансном воздействии. Отметим, что исходя из результатов данной работы для создания проводящих каналов для транспортировки заряженных частиц с помощью резонансной лазерной ионизации (см., например, [6]) выгоднее использовать большие отстройки, где сохраняется форма лазерного пучка, относительно невелико поглощение, но ионизация среды еще значительна. Так, расчеты показали, что при отстройке $\Delta\lambda \simeq 2$ нм для создания однородного плазменного канала с $N_e \sim 0.5 \cdot 10^{16}$ см⁻³ диаметром 1 мм и длиной около 10 м требуется лазерный пучок с энергией всего лишь 0.1 Дж при длительности импульса $\sim 10^{-8}$ с.

Настоящая работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты № 96-02-17390 и 96-02-17391). Авторы благодарят О. Б. Поповичеву, А. М. Попова и В. С. Соловьева за полезные обсуждения кинетики резонансной ионизации, а также А. В. Бражникова за помощь в проведении экспериментов.

Литература

1. T. V. Lucatorto and T. J. McIlrath, Appl. Opt. **19**, 3948 (1980).
2. В. А. Касьянов, А. Н. Старостин, в сб. *Химия плазмы*, под ред. Б. М. Смирнова, Энергоатомиздат, Москва (1989).
3. И. М. Бетеров, А. В. Елецкий, Б. М. Смирнов, УФН **155**, 265 (1988).
4. А. В. Елецкий, Ю. Н. Зайцев, С. В. Фомичев, ЖЭТФ **94**(5), 98 (1988).
5. R. M. Measures, JQSRT **10**, 107 (1970).
6. R. M. Measures and P. G. Cardinal, Phys. Rev. A **23**, 804 (1981).
7. В. А. Касьянов, А. Н. Старостин, ЖЭТФ **76**, 944 (1979).
8. B. Carre, F. Roussel, P. Breger et al., J. Phys. B **14**, 4271 (1981).
9. O. L. Landen, R. J. Winfield, D. D. Burgess et al., Phys. Rev. A **32**, 2963 (1985).
10. Ю. П. Райзер, *Лазерная искра и распространение разрядов*, Наука, Москва (1974).
11. R. M. Measures, N. Drewell, and P. G. Cardinal, Appl. Opt. **18**, 1824 (1979).
12. Wm. L. Morgan, Appl. Phys. Lett. **42**, 790 (1983).
13. А. М. Попов, О. Б. Поповичева, Т. В. Рахимова, Физика плазмы **18**, 643 (1992).
14. А. П. Гаврилюк, Н. Я. Шапарев, ЖТФ **63**, 1 (1993).

15. D. V. Gaydarenko, A. G. Leonov, A. A. Panteleev et al., *Laser Physics* **3**, 151 (1993).
16. D. I. Chekhov, D. V. Gaydarenko, A. G. Leonov et al., *Opt. Comm.* **105**, 209 (1994).
17. R. Kunemeyer and M. Kock, *J. Phys. B* **16**, L607 (1983).
18. Д. В. Гайдаренко, А. Г. Леонов, *Письма в ЖЭТФ* **53**, 290 (1991).
19. D. V. Gaidarenko and A. G. Leonov, *Laser Physics* **2**, 901 (1992).
20. M. A. Cappelli, P. G. Cardinal, H. Herchen et al., *Rev. Sci. Instr.* **56**, 2030 (1985).
21. А. Г. Леонов, А. А. Пантелеев, А. Н. Старостин и др., *ЖЭТФ* **105**, 1536 (1994).
22. Г. Грим, *Уширение спектральных линий в плазме*, Мир, Москва (1978).
23. Ю. П. Райзер, *Физика газового разряда*, Наука, Москва (1987).
24. M. A. Cappelli and R. M. Measures, *Appl. Opt.* **26**, 1058 (1987).
25. F. Javan and P. L. Kelly, *IEEE J. of QE* **QE2**, 470 (1966).
26. D. Harter and R. Boyd, *Phys. Rev. A* **29**, 739 (1984).
27. J. Grinberg, G. Coulaud, and Nguyen-Hoe, *Phys. Lett. A* **57**, 227 (1976).
28. А. Н. Ключарев, М. Л. Янсон, *Элементарные процессы в плазме щелочных металлов*, Энергоатомиздат, Москва (1988).
29. А. В. Елецкий, Ю. Н. Зайцев, *ТВТ* **27**, 456 (1989).
30. А. А. Радциг, Б. М. Смирнов, *Параметры атомов и атомных ионов. Справочник*, Энергоатомиздат, Москва (1986).
31. Б. М. Смирнов, *Возбужденные атомы*, Энергоатомиздат, Москва (1982).
32. J. Huenekens and A. Gallagher, *Phys. Rev. A* **28**, 238 (1983).
33. C. G. Carrington, D. M. Stacey, and J. Cooper, *J. Phys. B* **6**, 417 (1973).
34. А. А. Вайнштейн, И. И. Собельман, Е. А. Юков, *Возбуждение атомов и уширение спектральных линий*, Наука, Москва (1979).
35. S. Y. Chen and M. Takeo, *Rev. Mod. Phys.* **28**, 20 (1957).
36. R. H. Chatham, A. Gallagher, and E. L. Levis, *J. Phys. B* **13**, L7 (1980).
37. D. H. Grandall, G. H. Dunn, A. Gallagher et al., *Astrophys. J.* **191**, 789 (1979).
38. Л. М. Биберман, В. С. Воробьев, И. Т. Якубов, *Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы*, Наука, Москва (1982).
39. L. Vriens and A. H. M. Smeets, *Phys. Rev. A* **22**, 910 (1980).
40. M. Aymer, E. Luc-Koeing, and F. Combet-Farnoux, *J. Phys. B* **9**, 1279 (1976).
41. C. Laughlin, *J. Phys. B* **11**, 1399 (1978).
42. S. Geltman, *J. Phys. B* **10**, 3057 (1977).
43. *Физические величины. Справочник*, Энергоатомиздат, Москва (1986).
44. R. Shuker, A. Gallagher, and A. V. Phelps, *J. Appl. Phys.* **51**, 1306 (1980).
45. А. В. Елецкий, *Физическая энциклопедия*, Научное издательство «Большая Российская Энциклопедия», Москва (1994), т. 4, с. 322 (Рекомбинация).
46. K. Kirby-Docken, C. J. Cerjan, and A. Dalgarno, *Chem. Phys. Lett.* **40**, 205 (1976).
47. В. А. Касьянов, А. Н. Старостин, *КЭ* **8**, 1050 (1981).
48. Н. Я. Шапарев, *ЖЭТФ* **80**, 957 (1981).
49. M. S. Dimitrijevic and S. Sahal-Brechot, *JQSRT* **34**, 149 (1985).