

Исследование с помощью лазерного излучения временной зависимости наведённого поглощения в жидкости, возбуждённой осколками деления урана

Е.А.Серёгина, А.Ф.Добровольский, П.П.Дьяченко, В.И.Лapidус, А.А.Серёгин, Г.В.Тихонов

Представлены результаты измерений с помощью лазера с $\lambda = 1.05$ мкм оптических свойств жидкости $\text{POCl}_3\text{-SnCl}_4\text{-UO}_2^{2+}$, содержащей пузырьки пара, порожденные осколками деления ядер ^{235}U , которые возникают при облучении её нейтронами на импульсном реакторе БАРС-6. Из анализа экспериментальных данных найдены средний размер пузырька и среднее время его жизни. Оценено влияние давления на размер пузырька. Отмечено увеличение времени жизни пузырька при росте концентрации молекулярного хлора в жидкости в результате её радиолитического воздействия осколков деления.

Ключевые слова: жидкостный неодимовый лазер, оксихлорид фосфора, ядерная накачка, осколки деления, ^{235}U , треки осколков деления, характеристики пузырьков пара.

1. Введение

Интерес к исследованиям в области прямого преобразования энергии деления ядер в энергию лазерного излучения объясняется тем, что в перспективе на его основе могут быть созданы достаточно мощные и дешёвые источники лазерного излучения [1]. В течение последних нескольких лет в ФЭИ ведутся исследования, направленные на создание жидкостного лазера с ядерной накачкой. Для такого лазера на основе оксихлорида фосфора ($\text{POCl}_3\text{-SnCl}_4$) была разработана жидкая среда, содержащая делящийся элемент – уран, обогащенный изотопом ^{235}U , и лазерно-активные центры – ионы Nd^{3+} [1]. В этой лазерной среде была получена генерация с оптической накачкой, но получить генерацию с накачкой осколками деления ^{235}U пока не удалось. Одной из причин отсутствия генерации может быть резкое увеличение потерь при возбуждении лазерной среды осколками деления, т. к. эти осколки при торможении в жидкости образуют пузырьки пара [2, 3]. Для проверки данного факта и измерения этих наведённых дополнительных потерь были выполнены эксперименты, которые состояли в измерении энергии импульса излучения зондирующего лазера, проходящего через «холодную» урансодержащую жидкость и через ту же жидкость, но возбуждённую осколками деления.

В первых экспериментах [2] было показано, что действительно в жидкости, возбуждённой осколками деления, появляются дополнительные потери, однако их величина ($6 \times 10^{-3} \text{ см}^{-1}$) не превышала типичных активных потерь в лазерах на неорганических жидкостях с оптической накачкой. В этих экспериментах в качестве зондирующего лазера использовался Nd-лазер на неорганической жидкости, работающий в режиме свободной генерации. Длительность импульса зондирующего лазера

(120 мкс) примерно совпадала с длительностью импульса возбуждения (140 мкс). Поэтому экспериментально полученные наведённые дополнительные потери света в среде следовало рассматривать как потери, усреднённые по импульсу накачки. На основании этих результатов была сформулирована модель рассеяния света на короткоживущих пузырьках пара, которые возникают на треках осколков деления в жидкости. Из модели следовало, что дополнительные потери должны быть прямо пропорциональны удельной скорости энерговыделения осколков деления ядер ^{235}U в жидкости в процессе импульса возбуждения.

Данная работа посвящена изучению динамики наведённых осколками деления потерь в жидкости в процессе её облучения на импульсном реакторе, проверке и развитию сформулированной нами ранее модели рассеяния света на пузырьках пара, возникающих на треках осколков деления в жидкости. Исследования выполнены с использованием зондирующего лазера на неорганической жидкости, работающего в моноимпульсном режиме с длительностью импульса генерации 40 нс.

2. Методика эксперимента

Измерения проводились на быстром импульсном реакторе самогасящегося типа БАРС-6. Схема эксперимента представлена на рис.1. Кювета 1 с исследуемой жидкостью и полиэтиленовый замедлитель нейтронов 2 размещались в непосредственной близости от активных зон реактора в стендовом зале. Зондирующий жидкостный Nd-лазер 3 находился в измерительном зале за биологической защитой 14 на расстоянии около 18 м от экспериментальной установки. Излучение Nd-лазера 3 направлялось в стендовый зал с помощью поворотных зеркал 4 через телескопические системы 5 и 6 по оптическому пути, совпадающему с лучом юстировочного He-Ne-лазера 13. Телескопические системы существенно уменьшали расходимость как юстировочного He-Ne-лазера, так и зондирующего жидкостного Nd-лазера. Фотодиод 17 использовали для измерения амплитуды и формы им-

Е.А.Серёгина, А.Ф.Добровольский, П.П.Дьяченко, В.И.Лapidус, А.А.Серёгин, Г.В.Тихонов. ФГУП «ГНЦ РФ – Физико-энергетический институт им. А.И.Лейпунского», Россия, 249033 Обнинск, Калужская обл., пл. Бондаренко,1; e-mail: seregina@ippe.obninsk.ru

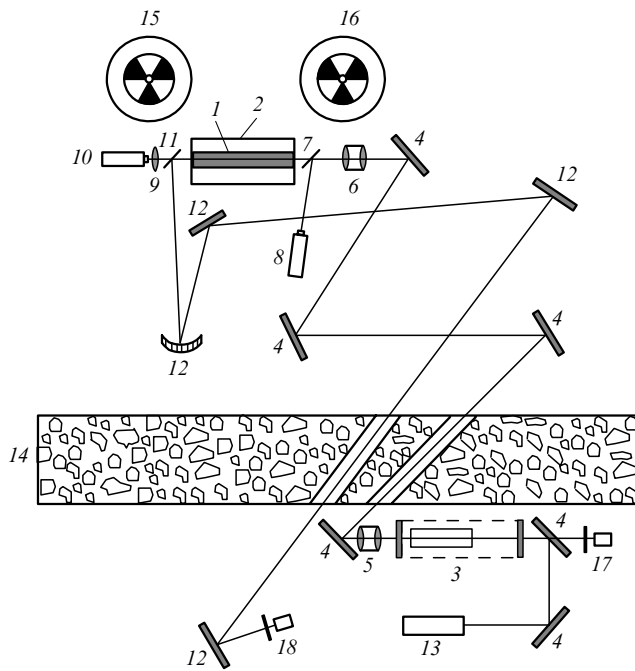


Рис.1. Оптическая схема эксперимента: 1 – кювета с жидкостью; 2 – полиэтиленовый замедлитель нейтронов; 3 – задающий генератор; 4, 12 – алюминиевые зеркала; 5, 6 – телескопические системы линз; 7, 11 – делительные пластины; 8, 10 – измерители энергии лазерного излучения; 9 – кварцевая линза ($f = 48$ мм); 13 – юстировочный He-Ne-лазер; 14 – биологическая защита; 15, 16 – активные зоны реактора БАРС-6; 17, 18 – фотодиоды.

пульса зондирующего жидкостного лазера, а также для контроля за синхронизацией между зондирующим и нейтронным импульсами реактора. Длительность нейтронного импульса реактора составляла 80 мкс, длительность импульса замедленных нейтронов – 190 мкс, энерговыделение в активной зоне реактора – 6 МДж за импульс, частота повторений – один импульс в сутки, энерговыделение в кювете – 5 Дж/см³ за импульс. Измеритель энергии 8 регистрировал излучение зондирующего лазера на входе в кювету 1, а измеритель 10 – энергию излучения, прошедшего через кювету 1 с исследуемой жидкостью. При приготовлении образца урансодержащей жидкости $\text{POCl}_3\text{-SnCl}_4\text{-}^{235}\text{UO}_2^{2+}\text{-Ln}^{3+}$ использовался уран 95%-ного обогащения по изотопу ^{235}U . Данная жидкость представляла собой имитатор лазерной жидкости, в которой Nd^{3+} заменён на Ln^{3+} для исключения влияния усиления света с $\lambda = 1.05$ мкм на результаты эксперимента. Жидкость была залита в герметично закрытую, оптически прозрачную кварцевую кювету длиной 30 см и диаметром 1.2 см с плоскопараллельными торцевыми окнами. Концентрация ядер ^{235}U в образце была равна 6×10^{19} см⁻³. Линейный коэффициент ослабления интенсивности света с $\lambda = 1.05$ мкм был измерен при прохождении света через «холодную» жидкость и составил 0.01 см⁻¹.

Зондирующий жидкостный лазер (на смеси $\text{POCl}_3\text{-SnCl}_4\text{-Nd}^{3+}$) работал в моноимпульсном режиме. Длительность его импульса на полувысоте составляла 40 нс, длина волны генерации была равна 1.052 мкм.

Измерения, синхронизованные с нейтронным импульсом реактора, проводились в несколько этапов. На первом этапе была измерена энергия фона E_b , наведённого радиационным излучением на измерители энергии 8 и 10. На последующих этапах регистрировалась энергия импульса зондирующего лазера E_2 , прошедшего через кю-

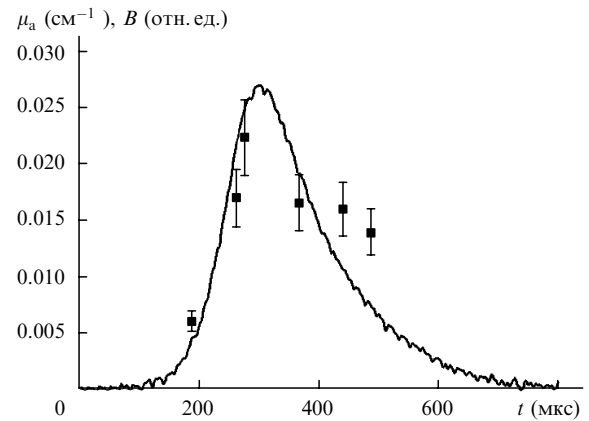


Рис.2. Зависимости от времени дополнительного коэффициента потерь μ_a (точки) и скорости энерговыклада B (сплошная кривая) для энерговыделения 5 Дж/см³.

вету с возбуждёнными осколками деления жидкостью. Измерения проводили в разные моменты времени реакторного импульса с интервалом примерно 50 мкс в режиме один импульс – один замер. Шесть замеров позволили перекрыть временной интервал 300 мкс и получить данные о поведении дополнительных потерь лазерного излучения в процессе импульсного возбуждения жидкости осколками деления. По измеренным энергии E_2 и энергии E_1 импульса, прошедшего через кювету с «холодной» жидкостью, был определён дополнительный коэффициент потерь μ_a :

$$\mu_a(t) = L^{-1} \ln \left(\frac{E_1}{E_2 - E_b} \right), \quad (1)$$

где L – длина кюветы. Результаты проведённых экспериментов представлены на рис.2. Видно, что действительно в возбуждённой жидкости коэффициент потерь растёт и его рост коррелирует с ростом энерговыклада. Особенно это заметно на начальной стадии возбуждения жидкости осколками деления.

3. Результаты эксперимента и их анализ

Как уже упоминалось выше, наиболее вероятной причиной ослабления электромагнитного излучения при прохождении возбуждённой урансодержащей жидкости является его рассеяние на образовавшихся пузырьках пара. Согласно тепловой модели образования и эволюции пузырька пара [2, 3], при торможении за 10^{-12} с осколков деления в жидких средах их кинетическая энергия (172 МэВ) переходит в тепловую. Эта энергия распределяется в локализованной цилиндрической области среды с радиусом 2.9×10^{-7} см, объемом 1.2×10^{-15} см³ и длиной 5.2×10^{-3} см, равной длине пробега осколка в оксиде фосфора. Выделившейся энергии вполне достаточно, чтобы превратить жидкость в пар, нагреть его до температуры свыше 5000 К и создать давление внутри пузырька свыше 25000 атм. В результате нагрева произойдет взрыв пузырька, и за 10^{-10} с он увеличит свой радиус до 3.7×10^{-6} см и объем до 2.2×10^{-13} см³. После взрыва пузырек начнет остывать и за время порядка 10^{-8} с исчезнет. Процесс охлаждения является самой медленной стадией в эволюции пузырька и поэтому определяет время его жизни.

Появление пузырьков пара в активной среде приведёт к дополнительному рассеянию и поглощению электро-

магнитного излучения и, следовательно, к зависящему от времени дополнительному коэффициенту потерь μ_a , явное выражение для которого можно записать следующим образом:

$$\mu_a(t) = \frac{\sigma}{\Delta} \int_t^{t+\Delta} dt_1 \int_{t_1-\tau}^{t_1} N_f(t_2) dt_2, \tag{2}$$

где σ – сумма сечений рассеяния и поглощения электромагнитной волны на пузырьке; $\Delta = 4 \times 10^{-8}$ с – длительность зондирующего лазерного импульса; $\tau \approx 10^{-8}$ с – время жизни пузырька; N_f – скорость делений ядер ^{235}U в кювете. Из выполненной нами оценки следует, что сечение поглощения на несколько порядков меньше сечения рассеяния, поэтому в дальнейшем сечение поглощения учитывать не будем.

Поскольку длительность импульса делений равняется 190 мкс, т. е. значительно превышает как длительность лазерного импульса, так и время жизни пузырька, то выражение (2) можно упростить и оно примет следующий вид:

$$\mu_a(t) = \sigma \tau N_f(t - \tau/2). \tag{3}$$

Из формулы (3) видно, что, во-первых, дополнительные потери, связанные с рассеянием на пузырьках, будут коррелировать со скоростью изменения делений и, во-вторых, они определяются произведением сечения рассеяния на пузырьке и времени его жизни.

Вычисленные по формуле (3) из экспериментальных данных произведения $\sigma\tau$ приведены в табл.1. Из неё видно, что значения $\sigma\tau$ для первых четырех экспериментальных точек близки между собой, а для последних двух – резко отличаются. Это можно рассматривать как указание на то, что на конечной стадии накачки происходят какие-то процессы, которые отсутствовали на начальной стадии. При заданной скорости делений, положив равными в первой точке экспериментальное и теоретическое значения μ_a , из формулы (3) найдем $\sigma\tau$. Зная $\sigma\tau$, определим по формуле (3) значение μ_a . Полученная зависимость $\mu_a(t)$ представлена пунктирной кривой на рис.3. Видно, что в целом теоретическая кривая согласуется с экспериментальными данными, хотя есть и заметные различия. Это связано с тем, что при расчете μ_a не были учтены некоторые факторы. Во-первых, из-за делений ядер урана лазерная жидкость в кювете нагревается, что приводит к её расширению и повышению давления внутри кюветы. Во-вторых, при нагреве жидкости меняется её коэффициент поверхностного натяжения. И наконец, в результате радиолитического разрыва молекул среды оксихлорида фосфора под действием осколков деления образуется молекулярный хлор, появление которого внутри

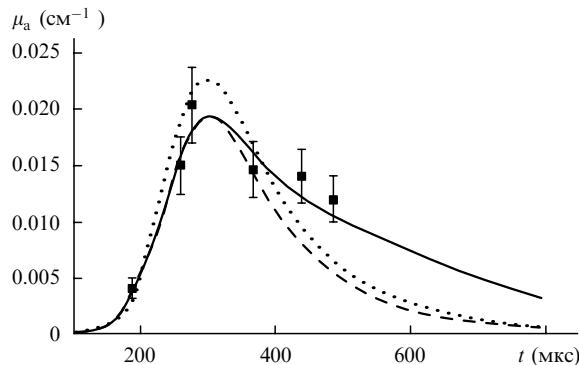


Рис.3. Зависимости дополнительного коэффициента потерь от времени для энерговыделения 5 Дж/см³. Точки – экспериментальные значения. Пунктирная кривая – расчёт μ_a по формуле (3) без учёта повышения давления в кювете, штриховая кривая – то же с учётом повышения давления в кювете, сплошная кривая – расчёт с учётом повышения давления внутри кюветы и увеличения времени жизни пузырька.

пузырька приведет к увеличению времени его жизни. Для учёта этих факторов необходимо более детально рассмотреть процесс рассеяния света на пузырьке и зависимость размера пузырька от давления.

В формуле (3) наибольшая неопределенность связана с сечением рассеяния σ , которое зависит как от формы пузырька, так и от отношения его размера к длине волны λ электромагнитного излучения, распространяющегося в возбуждённой жидкости. Для нахождения сечения рассеяния на цилиндрическом пузырьке воспользуемся работой [4], в которой показано, что сечение рассеяния электромагнитной волны на цилиндрическом пузырьке объёмом V , усреднённое по различным ориентациям оси цилиндра, совпадает с сечением рассеяния на сферическом пузырьке объёмом

$$V^* = 0.45V.$$

Зная объём цилиндрического пузырька, можно найти объём соответствующего сферического пузырька и его радиус R . Следовательно, задача о рассеянии излучения на цилиндре свелась к известной задаче о рассеянии на прозрачном шаре [5]. Аналитические выражения для сечения рассеяния излучения с длиной волны λ на прозрачном диэлектрическом шаре радиусом R получены в двух предельных случаях – при $R < \lambda/2\pi$ и $R > \lambda/2\pi$ соответственно:

$$\sigma = \frac{2}{3} \pi R^2 \left[\frac{2(1-n)}{1+2n^2} \right]^2 \left(\frac{R}{\lambda/2\pi} \right)^4, \tag{4}$$

$$\sigma = \pi R^2 \left\{ 2 - \frac{8n\lambda}{2\pi R(1+n)^2(1-n)} \sin \left[\frac{2\pi R(1-n)}{\lambda n} \right] \right\}. \tag{5}$$

Табл.1. Экспериментальные значения наведенных дополнительных потерь.

Номер экспериментальной точки (см. рис.2, 3)	t (мкс)	N_f (10^{13} нейт. \cdot см $^{-3}$ \cdot с $^{-1}$)	μ_a (10^{-2} см $^{-1}$)	$\sigma\tau$ (10^{-17} см 2 \cdot с)	σ (10^{-9} см 2) [*]
1	187	8.42	0.4	4.87	1.62
2	261	39.5	1.5	3.80	1.27
3	275	43.8	2.0	4.66	1.55
4	366	35.2	1.5	4.15	1.83
5	438	19.9	1.4	7.03	2.34
6	486	13.4	1.2	8.96	2.99

^{*}Значения σ получены при $\tau \approx 3 \times 10^{-8}$ с.

В этих выражениях $n = 1.46$ – показатель преломления среды. Отметим, что при $R = \lambda/2\pi$ выражения (4) и (5) не совпадают друг с другом и сечение рассеяния в этом случае нужно находить численно. Таким образом, если известна зависимость радиуса пузырька от давления в кювете P_a , то можно определить и сечение рассеяния. Для нахождения этой зависимости воспользуемся формулой, описывающей повышение давления в кювете при нагревании:

$$P_a = \frac{\kappa \Delta T}{\beta}, \quad (6)$$

где $\kappa = 1.16 \times 10^{-3} \text{ K}^{-1}$ – коэффициент теплового расширения оксихлорида фосфора; $\beta = 3 \times 10^{-9} \text{ Pa}^{-1}$ – коэффициент сжимаемости оксихлорида фосфора; ΔT – увеличение температуры за счёт торможения осколков деления урана в жидкости. Это увеличение температуры пропорционально энерговыделению осколков деления Q_f и имеет следующий вид:

$$\Delta T = \frac{Q_f}{c\rho}, \quad (7)$$

где $c = 1.34 \text{ Дж}\cdot\text{K}^{-1}\cdot\text{г}^{-1}$ – теплоемкость; $\rho = 1.88 \text{ г/см}^3$ – плотность оксихлорида фосфора. Энерговыделение определяется выражением

$$Q_f = \varepsilon \int_0^t N_f(t') dt', \quad (8)$$

где $\varepsilon = 172 \text{ МэВ}$ – энерговыделение в одном акте деления; $N_f(t)$ – скорость делений в 1 см^3 . Её можно выразить через скорость изменения числа нейтронов в 1 см^3 кюветы $N_n(t)$:

$$N_f(t) = \sigma_f c_U N_n(t), \quad (9)$$

где $\sigma_f = 583 \text{ б}$ – сечение деления ядер ^{235}U тепловыми нейтронами; $c_U = 5 \times 10^{-19} \text{ см}^{-3}$ – концентрация ядер ^{235}U в лазерной среде;

$$N_n(t) = \frac{E_r k}{2\theta_1} \exp\left(\frac{\theta_r^2}{4\pi\theta_1^2} - \frac{t}{\theta_1}\right) \left[1 + \operatorname{erf}\left(\frac{\sqrt{\pi}t}{\theta_1} - \frac{\theta_r}{2\theta_1\sqrt{\pi}}\right)\right]. \quad (10)$$

В последнем выражении $E_r = 2 \times 10^{17}$ – число делений в двух зонах реактора; $k \approx 10^{-4} \text{ см}^{-2}$ – геометрический фактор; $\theta_r \approx 80 \text{ мкс}$ – длительность нейтронного импульса в активной зоне реактора; $\theta_1 \approx 100 - 200 \text{ мкс}$ – длительность нейтронного импульса в кювете после замедления; $\operatorname{erf} x$ – функция ошибок.

Положив в (10) $k = 7.78 \times 10^{-5} \text{ см}^{-2}$ и $\theta_1 = 190 \text{ мкс}$, удастся согласовать расчетные значения N_f с данными, полученными в реакторном эксперименте на БАРС-6. Хорошее согласие расчета с экспериментом позволяет использовать функциональную зависимость (9) в последующих расчетах различных величин и их зависимостей от времени.

Полученные формулы были бы окончательными, если бы кювета не имела компенсатора давления, роль которого выполняет отросток для заливки жидкости в кювету. В результате расширения в кювете часть жидкости вытечет в отросток. Известно [6], что скорость вытекания жидкости v через отверстие в сосуде, в котором есть избыточное давление P_a , определяется полумпирической формулой

$$v = \phi \left(\frac{2P_a}{\rho}\right)^{1/2}, \quad (11)$$

где ρ – плотность жидкости; $\phi \approx 0.97$ – экспериментально определённый коэффициент для воды, который зависит от многих факторов и, в частности, от вязкости. За время dt через отверстие площадью S вытечет жидкость объёмом

$$\Delta V' = Svd t, \quad (12)$$

а за время t объём вытекавшей жидкости

$$V' = S\phi \int_0^t \left(\frac{2P_a}{\rho}\right)^{1/2} dt'. \quad (13)$$

Зная объём вытекшей жидкости и используя выражение (6)–(13), можно записать уравнение для расчёта давления внутри кюветы:

$$P_a = \frac{1}{\beta V_c} \left[\frac{\kappa V \varepsilon}{c\rho} \int_0^t N_f(t') dt' - S\phi \int_0^t \left(\frac{2P_a}{\rho}\right)^{1/2} dt' \right], \quad (14)$$

где V_c – объём кюветы. Для нахождения решения уравнения (14) продифференцируем его по t и получим дифференциальное уравнение

$$\frac{dP_a}{dt} = \frac{1}{\beta V} \left[\frac{\kappa \varepsilon V}{c\rho} N_f(t) - S\phi \left(\frac{2P_a}{\rho}\right)^{1/2} \right] \quad (15)$$

с начальным условием $P_a = 0$ при $t = 0$. Уравнение (15) решалось численно методом Рунге – Кутты, реализованным в программе INTSTR из черновской библиотеки. Результаты решения уравнения (15) для кюветы с лазерной жидкостью представлены на рис.4 для различных внутренних радиусов заливочного отростка r . Видно, что заливочный отросток действительно играет роль компенсатора давления в кювете, значительно уменьшая его. В используемой нами кювете $r = 0.25 \text{ см}$ и, следовательно, согласно расчётам давление внутри кюветы возросло только на 1 атм. Повышение давления внутри кюветы приведет к уменьшению максимальных размеров пузырька [3]. Выполненные нами расчёты (рис.5) показали, что максимальный радиус цилиндрического пузырька уменьшится на $3 \times 10^{-7} \text{ см}$. Уменьшение максимального размера пузырька вызовет уменьшение его среднего размера, а следовательно, и среднего сечения рассеяния электромагнитного излучения с длиной волны $\lambda = 1.052$

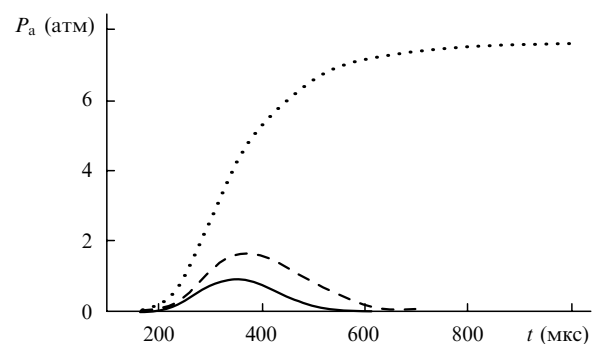


Рис.4. Зависимости давления в кювете от времени для энерговыделения 5 Дж/см^3 при радиусе отростка $r = 0$ (пунктирная кривая), 0.2 (штриховая кривая) и 0.25 см (сплошная кривая).

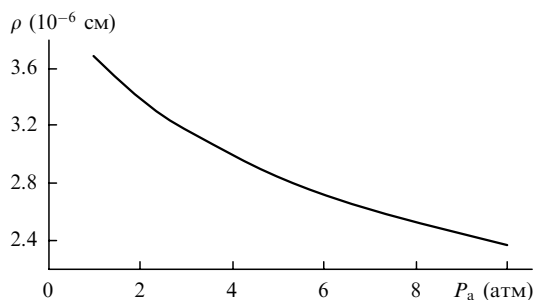


Рис.5. Зависимость цилиндрического радиуса пузырька ρ от давления P_a внутри кюветы с оксихлоридом фосфора.

мкм. Из нашей оценки следует, что при максимальном давлении сечение уменьшится на 0.35×10^{-9} см². С учётом этого согласие экспериментальных данных с расчётными улучшается (см. пунктирную кривую и точки на рис.3), за исключением двух правых крайних точек.

Эти крайние точки не удается теоретически описать даже в предположении, что при нагревании коэффициент поверхностного натяжения уменьшается. В выполненных экспериментах температура оксихлорида фосфора увеличивалась на 1 К, поэтому поверхностное натяжение может уменьшиться на 1%–2%. Однако уменьшение поверхностного натяжения на такую величину вызовет увеличение сечения рассеяния тоже на 1%–2%, чего явно недостаточно для объяснения экспериментальных данных.

Кроме того, улучшение согласия результатов расчета и эксперимента может объясняться учётом радиолиза оксихлорида фосфора под действием осколков деления. Действительно, при радиолизе в кювете образуется молекулярный хлор, концентрация которого увеличивается к концу нейтронного импульса. Появление молекулярного хлора будет приводить к увеличению времени жизни пузырька, т. к. требуется время для растворения хлора в оксихлориде фосфора. К сожалению, мы мало знаем об этом процессе. Однако если предположить, что время жизни пузырька увеличивается к концу нейтронного импульса, то согласие расчета с экспериментом улучшается (см. рис.3). Так, для пятой точки время жизни пузырька было равно 4.5×10^{-8} с, а для шестой – 5.7×10^{-8} с. Видно, что это ненамного превышает время жизни пузырька для первых точек (3×10^{-8} с).

4. Заключение

Итак, подводя итоги работы, можно отметить следующее. Впервые экспериментально измерены дополнительные потери, возникающие в жидкой среде, возбуждённой осколками деления ядра ²³⁶U. Оказалось, что эти потери в основном коррелируют с импульсом накачки. В

рамках тепловой модели рождения и эволюции пузырька, образованного при торможении осколков в жидкости, удается объяснить возникновение и величину дополнительных потерь. Используя эту же модель, удалось определить не только время жизни образовавшегося цилиндрического пузырька ($\sim 3 \times 10^{-8}$ с), но и его геометрические размеры. При нормальном давлении и комнатной температуре пузырек на стадии образования имеет длину 5.2×10^{-3} см и радиус 2.9×10^{-7} см. После расширения пузырька его длина не меняется, а радиус увеличивается до 3.8×10^{-6} см. Усредненные по времени длина и радиус пузырька, найденные из среднего сечения рассеяния света с $\lambda = 1.052$ мкм, равны 5.2×10^{-3} и 3.2×10^{-6} см соответственно.

Существенным достижением настоящей работы является установление зависимости геометрического размера пузырька от давления в кювете (см. рис.5). Так, при возрастании давления на 1 атм максимальный радиус пузырька уменьшается в 1.2 раза, а при увеличении давления до 10 атм – в 2.4 раза. Уменьшение размеров пузырька приведет к уменьшению сечения рассеяния на нем в 1.5 и 4 раза соответственно. Таким образом, создавая внутри кюветы повышенное давление, можно реально уменьшить наведенные дополнительные потери, обусловленные торможением осколков деления в жидкости.

Впервые отмечено влияние радиолиза оксихлорида фосфора под действием осколков деления на время жизни пузырька. Однако процесс этот изучен мало и требует отдельного рассмотрения.

И наконец, поскольку экспериментально измеренные наведенные потери практически не отличаются от их теоретических значений (пунктирная кривая на рис.3), используемых при расчетах генерационных характеристик жидкостного лазера с ядерной накачкой [7], то вывод о возможности создания жидкостного лазера с ядерной накачкой остаётся в силе.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 01-02-16551).

1. D'yachenko P.P., Kalinin V.V., SerEGIN E.A., et al. *Lasers and Particles Beams*, **11**, 493 (1993).
2. Серёгина Е.А., Добровольский А.Ф., Калинин В.В. и др. *Химия высоких энергий*, **33**, 139 (1999).
3. Серёгин А.А., Серёгина Е.А. *Химия высоких энергий*, **35**, 316 (2001).
4. Шифрин К.С. *Рассеяние света в мутной среде* (М.-Л.: ГИТТЛ, 1951).
5. Зуев В.Е. *Распространение видимых и инфракрасных волн в атмосфере* (М.: Сов. радио, 1970).
6. *Краткий справочник машиностроителя*. Под ред. А.С.Близнянского (М.: ГНТИМЛ, 1953).
7. Серёгин А.А., Добровольский А.Ф., Дьяченко П.П., Серёгина Е.А. *Квантовая электроника*, **27**, 127 (1999).