

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МЕХАНИЗМА ОПТИЧЕСКОГО ПРОБОЯ ПРИ ПОСТРОЕНИИ ДАТЧИКОВ ТЕМПЕРАТУРЫ

Приведен аналитический обзор различных механизмов оптического пробоя в газах и расчета пороговой напряженности электрического поля лазерного луча. Обсуждены возможности создания различных оптопневматических преобразователей, работающих на основе этого эффекта. Рассмотрена конструкция датчика температуры с использованием оптопневматического преобразователя

Г. С. К а л ю ж н ы й

Кандидат физико-математических наук, доцент
Кафедра «Прикладная физика»*

А. А. К о в а л е н к о

Кандидат технических наук, профессор
Кафедра «Гидрогазодинамика»*

Е. В. Л ы ш т в а н

Студентка
Кафедра «Экономическая кибернетика»*

Е. Ю. Л ы ш т в а н

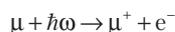
Аспирант
Кафедра «Гидрогазодинамика»*

*Восточноукраинский национальный университет имени
Владимира Даля
квартал Молодежный, 20а, г. Луганск, Украина, 91034
Контактный тел.: (0642) 63-66-37, 8-050-86-065-96
e-mail: lushtva_lena@mail.ru

Одним из эффектов, который может быть использован при построении оптопневматических интерфейсов, является оптический пробой газов или жидкостей, сопровождающийся резким повышением давления в замкнутом объеме.

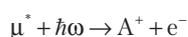
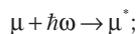
Возможны два механизма оптического пробоя газов – многоквантовый фотоэффект (или многофотонная ионизация) и развитие электронной лавины, такой же, как и при других типах пробоя в постоянном или СВЧ полях.

Энергия кванта излучения рубинового лазера равна 1,79 эВ, неодимового – 1,17 эВ, значения же энергии ионизации газов лежат в пределах 10 ÷ 20 эВ. Понятно, что процесс прямой ионизации атома за счет поглощения одного фотона



невозможен. Здесь μ и μ^+ – нейтральный и ионизированный атомы, \hbar – постоянная Планка, ω – циклическая частота излучения.

Возможен процесс, при котором атом, поглотив фотон, переходит в возбужденное состояние μ^* . Если его время жизни достаточно велико, то в результате следующих поглощений фотонов этим же атомом может произойти его ионизация. Так, для процесса двухфотонной ионизации получим



Вероятность многофотонной ионизации атома в единицу времени дается соотношением [1]

$$p = \sigma \cdot F^n,$$

где σ – сечение процесса, зависящее от типа атома, частота и поляризации лазерного излучения; F – величина потока фотонов; n – кратность процесса ионизации.

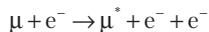
Видно, что вероятность процесса многофотонной ионизации резко возрастает при увеличении потока фотонов.

Критерием справедливости механизма пробоя может являться величина порога пробоя. Для многофотонной ионизации расчеты дают пороговые значения напряженности, значительно превышающие полученные из эксперимента. Так, для пробоя воздуха гигантскими импульсами при атмосферном давлении расчет дает $E \sim 10^7$ В/см [1], что превышает экспериментальное значение на порядок.

В то же время, при определенных условиях процесс многофотонной ионизации может быть основным при образовании пробоя, а именно: при очень низких давлениях и при очень коротких лазерных импульсах [2]. Для построения оптопневматических интерфейсов такие условия осуществить трудно, поэтому в данной работе они не рассматриваются.

Второй возможный механизм образования оптического пробоя – электронная лавина, возникающая и развивающаяся за счет ионизации газа электронами. В газе всегда есть некоторое количество свободных электронов. Они образуются за счет ионизации газа частицами космического излучения и за счет естественной радиоактивности. Кроме того, свободные электроны образуются за счет рассмотренного выше процесса многофотонной ионизации атомов газа в поле лазерного луча.

В переменном электрическом поле лазерного излучения электрон совершает вынужденные колебания с частотой поля и сталкивается с атомами газа. При этих столкновениях кинетическая энергия его колебаний переходит в энергию хаотического движения, и скорость электрона возрастает, т.е. электрон в поле набирает энергию. После того, как кинетическая энергия электрона достигнет величины потенциала ионизации атома, станет возможной ионизация атомов ускоренным электроном



Это ведет к размножению свободных электронов в газе и дает возможность развития электронной лавины, которое описывается уравнением

$$N_e = N_0 2^m = N_0 2^{\tau_a/\tau},$$

где N_0 – начальное количество электронов; m – число циклов развития лавины; τ_a – длительность импульса лазера; τ – среднее время одного цикла.

Следует отметить, что число электронов в лавине слабо зависит от N_0 , так как на первых циклах развития лавины число электронов мало по сравнению с последующими.

В качестве критерия возможности развития электронной лавины можно принять требование, чтобы свободный электрон за время действия лазерного импульса мог получить энергию, равную потенциалу ионизации

нейтрального атома. Это приводит к количественному соотношению для определения пороговой напряженности электрического поля лазерного излучения [1]

$$\tau_a n E^2 \approx 10^{23},$$

где n – концентрация атомов газа.

При выводе этого соотношения предполагалось, что потенциал ионизации равен 10 эВ и энергия кванта лазерного излучения равна 1 эВ.

Оценим величину пороговой напряженности для оптического пробоя газа при нормальных условиях. Концентрацию атомов можно найти из уравнения газового состояния

$$p = nkT,$$

где p – давление; T – абсолютная температура газа; k – постоянная Больцмана.

Для нормальных условий $n = 2.6 \cdot 10^{19}$ 1/см³. Приняв длительность гигантского импульса $\tau_a = 10^{-8}$ А, получим пороговое значение напряженности $E \approx 6.2 \cdot 10^5$ В/см, что по порядку величины согласуется с экспериментальным значением ($\sim 10^6$ В/см).

Таким образом, механизм лавинной ионизации является основным при оптическом пробое газов при давлениях порядка атмосферного и выше. Это подтверждается анализом имеющихся экспериментальных данных по зависимости порога пробоя от различных физических факторов. Такой анализ имеет и самостоятельный интерес для выбора оптимальных параметров лазерных установок, используемых для получения оптического пробоя в газах.

Рассмотрим влияние на порог оптического пробоя в газах таких физических факторов, как давление газа, частота лазерного излучения, длительность лазерного импульса, размеры фокусной области линзы, а также состава газа [3]. Правильный выбор перечисленных факторов может оказать существенное влияние на эффективность работы оптоакустической ячейки и всего преобразователя в целом.

На рис.1 показан типичный вид этой зависимости в интервале от десятых долей до двухсот мегапаскалей.

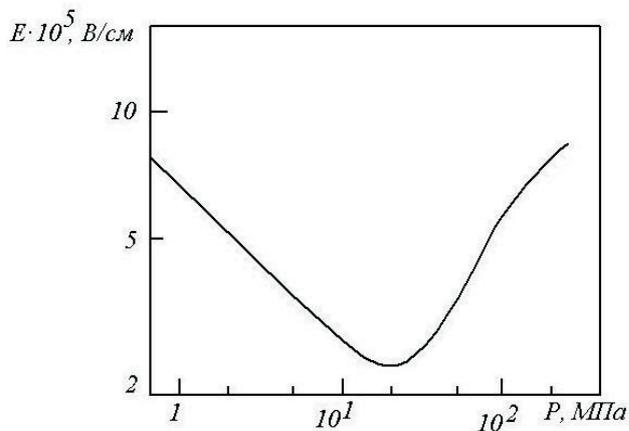


Рисунок 1. Зависимость порога пробоя от давления в аргоне

Видно, что пороговое поле имеет минимум при давлениях порядка десятков мегапаскалей. Причину его существования можно объяснить следующим образом.

В поле лазерного луча $E = E_0 \cos(\omega t)$ электрон одновременно ускоряется и упруго рассеивается на атомах газа с некоторой частотой $\nu_{эф}$. В результате этих процессов его энергия возрастает. Скорость возрастания энергии электрона определяется выражением

$$\frac{d\epsilon}{dt} = \frac{e^2 E_0^2 \nu_{эф}}{2m(\omega^2 + \nu_{эф}^2)} \quad (1)$$

где e и m – заряд и масса электрона.

Простой анализ показывает, что это выражение достигает максимума при $\omega = \nu_{эф}$.

Максимальная скорость нарастания энергии электрона приводит к уменьшению порога пробоя до его минимального значения. Зависимость от давления появляется за счет того, что эффективная частота столкновений прямо пропорциональна концентрации атомов газа, которая является функцией давления.

Понижение порога пробоя с ростом давления подтверждает лавинный характер процесса пробоя. В одноатомных газах пороговые интенсивности лазерного луча убывают как $1/p$ для излучения неодимового лазера и как $1/p^{0.7}$ для рубинового.

Отметим, что из соотношения

$$J = \frac{\epsilon}{\tau \left(\frac{\pi d^2}{4} \right)} \quad (2)$$

для порога пробоя следует зависимость интенсивности от давления $J \sim E^2 \sim \frac{1}{n} \sim \frac{1}{p}$, что согласуется с экспериментальными данными.

При малых давлениях порог пробоя слабо зависит от давления, что связано с определяющей ролью процесса многофотонной ионизации в этих условиях. На рис. 2 показана зависимость пороговой интенсивности в азоте от давления в интервале от 1 до 104 мм рт. ст. Из графика хорошо видно, что при малых и больших давлениях должны действовать различные механизмы пробоя. Переходная область лежит в районе атмосферного давления.

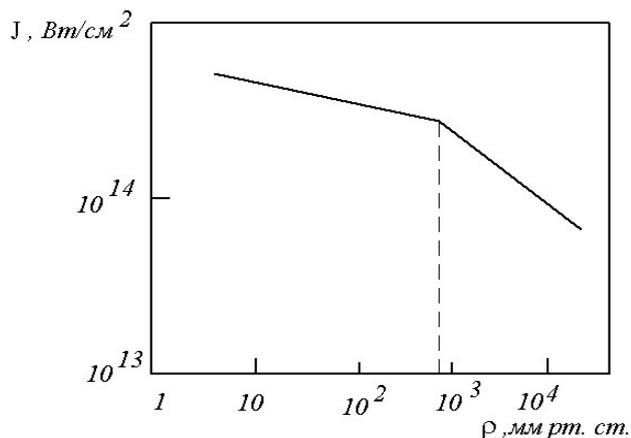


Рисунок 2. Зависимость пороговой интенсивности от давления в азоте

Скорость нарастания энергии электрона в поле лазерного луча обратно пропорциональна квадрату частоты лазерного излучения (1).

Таким образом, можно ожидать, что пороговая интенсивность луча будет зависеть от квадрата частоты. В частности, порог пробоя (по интенсивности) для рубинового лазера должен быть больше порога для неодимового в

$$\frac{J_{руб}}{J_{неод}} \approx \left(\frac{\hbar\omega_{руб}}{\hbar\omega_{неод}} \right)^2 = 2,3 \text{ раза.}$$

На рис. 3 показаны пороги пробоя аргона при атмосферном давлении на частотах рубинового, неодимового и CO₂ лазеров. Там же сплошной линией приведена зависимость $J \sim \omega^2$. Наблюдается достаточно хорошее согласие экспериментальных данных с ожидаемой зависимостью в рассматриваемом диапазоне частот.

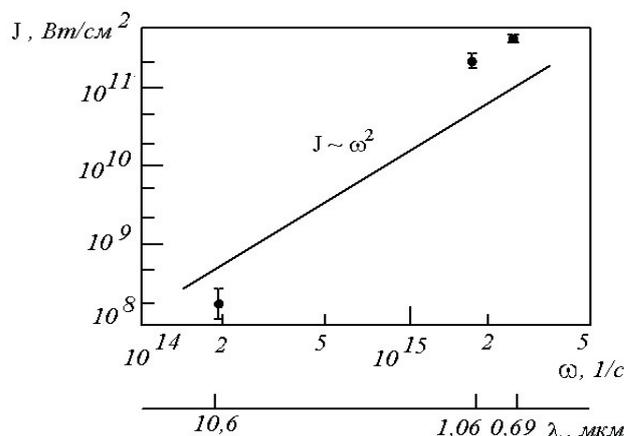


Рисунок 3. Зависимость пороговой интенсивности в аргоне от частоты лазерного излучения

При дальнейшем увеличении частоты зависимость $J(\omega)$ достигает явно выраженного максимума, после чего наблюдается резкое уменьшение J . Общепринятого объяснения такому виду зависимости пока нет.

Длительность импульсов твердотельных лазеров, работающих в режиме гигантского импульса, лежит в пределах от 10 нс до 60 нс. Прямых исследований зависимости порога пробоя от длительности импульса в этом диапазоне не проводилось. Есть некоторые указания на то, что при увеличении длительности импульса порог несколько снижается. При длительностях импульсов больших 50 нс измерения с газовыми лазерами показали, что порог от длительности импульса не зависит и определяется только его интенсивностью.

При исключительно коротких (пикосекундных) импульсах электрон не успевает за время действия импульса набрать энергию, достаточную для ионизации атома и лавина не образуется. Пробой происходит за счет многофотонной ионизации, что требует значительно больших величин порогового поля (до 10^8 В/см).

Порог пробоя зависит также от размеров фокусной области линзы. Область фокуса имеет форму цилиндра диаметром d и длиной l , причем

$$d = F \cdot \theta$$

$$l = (\sqrt{2} - 1) \frac{F^2 \theta}{D}$$

Электроны, образовавшиеся в процессе ионизации атомов в области фокуса, могут покидать эту область

за счет диффузии. Такие потери электронов приведут к повышению порога пробоя.

Вероятность p ухода электрона из какой-либо области пространства определяется коэффициентом диффузии χ и характеристической диффузионной длиной Λ

$$p = \frac{\chi}{\Lambda^2}$$

Длина Λ по порядку величины равна характерному размеру рассматриваемой области пространства, из которого происходит диффузия.

Для цилиндрической области диффузионная длина определяется выражением

$$\frac{1}{\Lambda^2} = \left(\frac{\pi}{l}\right)^2 + \left(\frac{4,8}{d}\right)^2$$

Результаты экспериментов показывают, что пороговое поле уменьшается при увеличении диффузионной длины как

$$E \sim \Lambda^{-3/4}$$

Поскольку интенсивность пропорциональна квадрату напряженности, то зависимость пороговой интенсивности от Λ будет иметь вид

$$E \sim \Lambda^{-3/2}$$

Следует отметить, что поскольку распределение интенсивности по сечению лазерного пучка очень неоднородно, то важную роль играет диффузия электронов именно из небольших областей с максимальной интенсивностью внутри фокусной области.

Рассмотрим границы применимости приведенных выше формул для расчета размеров фокусной области. Из них в частности следует, что уменьшением фокусного расстояния линзы можно получить сколь угодно малый диаметр фокуса и, соответственно, неограниченно увеличивать интенсивность лазерного пучка в фокусе.

Возможность фокусировки лазерного пучка ограничивается явлением сферической аберрации. Оно состоит в том, что реальная линза искажает сферический фронт световой волны. Это искажение может быть описано с помощью некоторой функции аберрации Φ , зависящей от фокусного расстояния F , показателя преломления материала линзы и от диаметра линзы, заполненного светом. Максимальное значение Φ соответствует наибольшему искажению фронта волны.

Величину Φ удобно представлять в единицах длины волны света λ . Подробный анализ показывает, что при $\Phi > \lambda$ невозможно повысить интенсивность лазерного луча в фокусе за счет увеличения диаметра луча или уменьшения фокусного расстояния линзы. Приведенные выше формулы для расчета размеров фокусной области можно использовать при $\Phi < \lambda$ [3].

Если среда представляет собой смесь нескольких газов, то ее состав также может влиять на порог пробоя. Так примесь неона к аргону заметно понижает порог пробоя последними импульсами неодимового лазера. Однако для рубинового лазера подобного эффекта не наблюдалось: порог пробоя плавно изменялся от порога чистого аргона до порога чистого неона при изменении состава смеси.

Величина порога пробоя, происходящего на поверхности (или вблизи поверхности) твердых тел может существенно отличаться от величины порога в газе. Так, при пробое на поверхности прозрачного диэлектрика существенную роль играет качество поверхности. За счет локального усиления поля лазерного луча на дефектах поверхности происходит уменьшение пороговой пробивной напряженности поля. Степень уменьшения зависит от формы и размеров дефектов.

При взаимодействии мощного импульсного лазерного излучения с поверхностью твердого непрозрачного тела происходит испарение вещества. Для этого достаточно интенсивности луча порядка 10^6 Вт/см² (напомним, что пробой газа происходит при интенсивностях ~ 10 ГВт/см²). Импульс лазерного излучения вызывает пробой в облаке испаренного вещества. При этом порог пробоя в паре значительно ниже, чем в газе. Это объясняется тем, что во-первых, в облаке пара имеется значительное число ионов и электронов и, во-вторых, потенциал ионизации атомов твердого тела как правило меньше потенциала ионизации атомов газа. Так, например, для азота $I = 14$ эВ, в то время, как для алюминия и железа $I = 6$ эВ и $7,9$ эВ соответственно.

Отметим также, что влияние пылинок, присутствующих в атмосфере, на порог пробоя для излучения рубинового и неодимового лазеров незначительно.

Анализ явления оптического пробоя газа показал возможность создания оптопневматических преобразователей, использующих этот эффект [4, 5].

Первоначально была разработана конструкция, изображенная на рис. 4а [5].

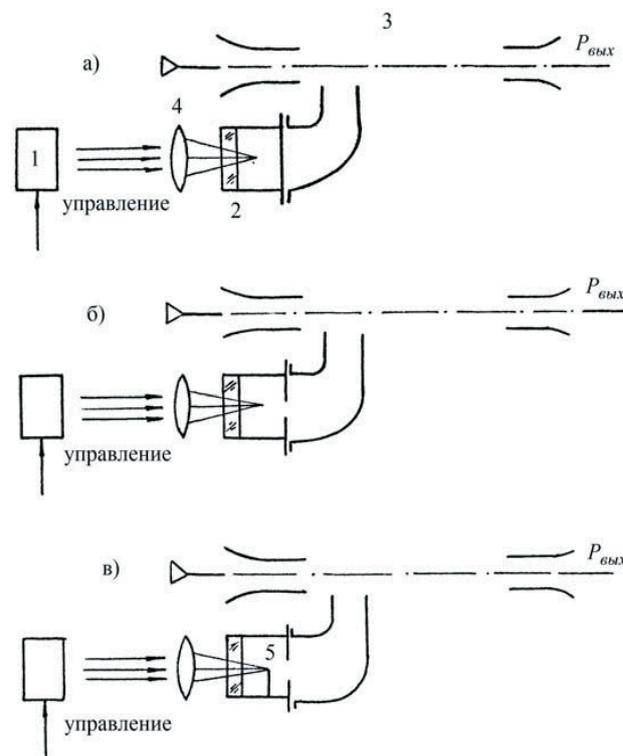


Рисунок 4. Схемы оптопневматических преобразователей

Сигнал управления поступал на вход схемы запуска импульсного лазера 1, работающего в режиме гигантского импульса, где формировался оптический

сигнал, передаваемый по световоду (или воздуху) на вход в оптоакустическую ячейку 2. Оптоакустическая ячейка располагалась в канале управления ламинарного пропорционального усилителя 3. С помощью собирающей линзы 4, фокус которой расположен в камере оптоакустической ячейки, оптический сигнал фокусировался, и возникал оптический пробой среды, заполняющей ячейку. Возникающее при этом повышение давления воздействовало на мембрану. Колебания мембраны вызывали появление расхода в канале управления ламинарного усилителя, который оказывал турбулизирующее и отклоняющее воздействия на струю питания усилителя. В результате этого давление на выходе усилителя изменялось.

Повышение коэффициента передачи оптопневматического преобразователя удалось достичь, выполнив отверстие в мембране (рис. 4б). В этом случае турбулизация и отклонение струи питания усилителя происходили непосредственно струей управления, возникающей во время оптического пробоя в оптоакустической ячейке.

Стабильность работы преобразователя в целом была повышена установкой в фокусе собирающей линзы зачерненного электрода 5, являющегося инициатором оптического пробоя (рис. 4в).

Отметим, что оптоакустическая ячейка с отверстием в мембране может быть использована при разработке оптоуправляемого гидравлического сопротивления, на основе которого можно построить различные конструкции преобразователей.

Таким образом, использование оптического пробоя или явления выброса пламенного факела в газах позволило создать ряд работоспособных оптопневматических преобразователей.

Приведенные выше оптопневматические преобразователи могут быть использованы при построении различных датчиков. Например [6], датчик температуры, схема которого приведена на рис. 5, работает следующим образом. В зависимости от величины температуры чувствительный элемент 1 вырабатывает напряжение, пропорциональное ее величине.

Сигнал напряжения поступает в схему питания лазера 2, изменяя мощность оптического сигнала. Оптический сигнал по оптическому волокну 3 поступает на вход каскада 4 (рис. 5 или 6), где происходит его преобразование в выходной сигнал в виде давления. Таким образом, происходит пропорциональное преобразование величины температуры в давление на выходе выходного каскада.

Другая схема датчика (рис. 6) отличается тем, что использован лазер постоянной мощности, а мощность поступающая в выходной каскад регулируется электрооптическим модулятором [7].

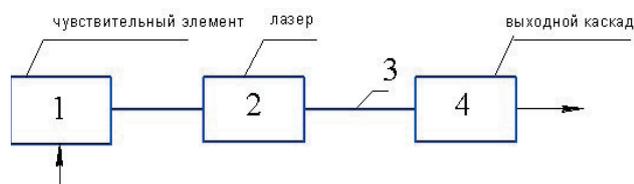


Рисунок 5. Схема датчика температуры

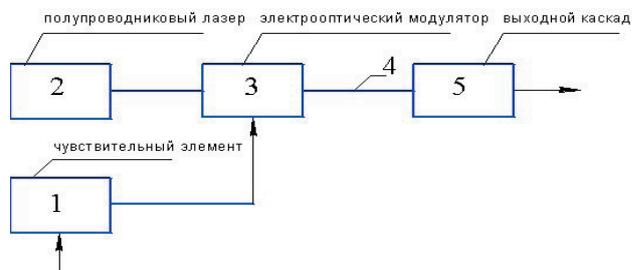


Рисунок 6. Датчик температуры с электрооптическим модулятором

Приведенные результаты теоретических и экспериментальных исследований явления оптического пробоя дают возможность создания на этой основе оптопневматических преобразователей, которые могут быть использованы в различных областях техники [8].

Литература

1. Делоне А.Б. Взаимодействие лазерного излучения с веществом. – М.: Наука, 1989. – 278с.
2. Райзер Ю.П. Основы современной физики газоразрядных процессов. – М.: Наука, 1980. – 416с.
3. Кочмарек Ф. Введение в физику лазеров. – М.: Мир, 1981. – 540с.
4. Коваленко А.А., Бугаенко В.В. Оптопневматический преобразователь // Тезисы докладов зональной конференции "Пневматические средства контроля и управления технологическими процессами". – Пенза, 1990. – С. 82.
5. Коваленко А.А., Бугаенко В.В. Оптопневматический интерфейс // Тезисы докладов всесоюзного совещания "Пневмогидравлика и пневмопривод". – Москва, 1990. – С. 109.
6. Декларацийний патент України №22512 від 25.04.07. опубл. бюл. №5 "Датчик температуры" / Калюжний Г.С., Коваленко А.О., Лиштван О.Ю., Харченко Є.І., Гусенцова Є.С., Баранич Ю.В.
7. Декларацийний патент України №22582 від 25.04.07. опубл. бюл. №5 "Датчик температуры" / Калюжний Г.С., Коваленко А.О., Лиштван О.Ю., Харченко Є.І., Гусенцова Є.С., Баранич Ю.В.
8. Коваленко А.А., Лыштван Е.Ю., Сорока С.И. Оптопневматика в технике: Монография. – Луганск: Изд-во ВНУ им. В.Даля, 2008. – 184 с.