

# Оптический пробой сред

Симанкович А.Л.    Дедков Д.А.

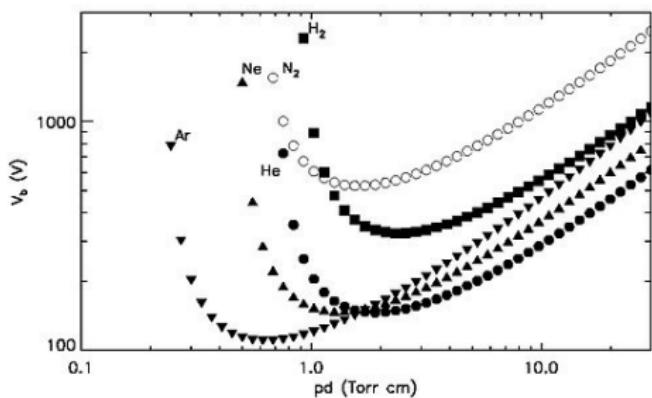
Московский Физико-Технический Институт

## Аннотация

В работе рассмотрен эффект оптического пробоя воздуха фокусированным лазерным излучением. Приведено теоретическое описание образования пробоя в газах. Измерены спектры и осцилограммы пробойной искры для различных веществ.

# Введение

# Статический пробой

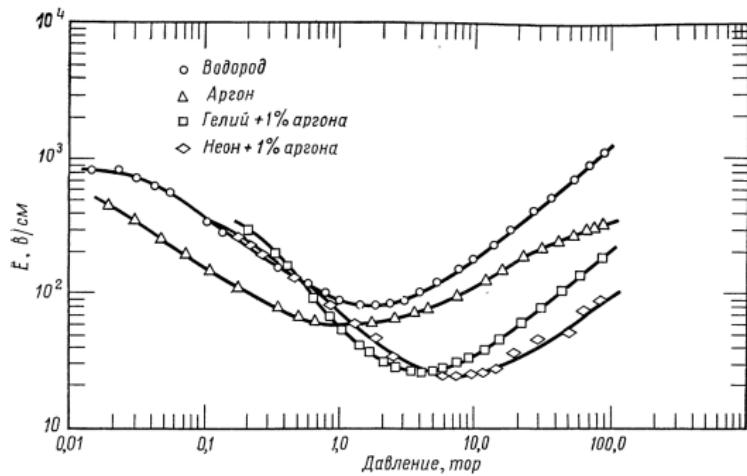


Самый известный и хорошо изученный тип пробоя – пробой постоянным напряжением. Его поведение в первом приближении описывается кривыми Пашена. Заметим, что у кривой существует минимум.

# Пробой в переменных полях



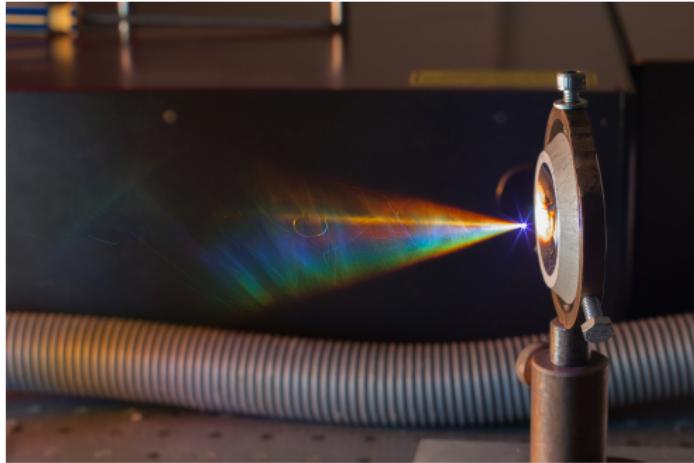
Ртутная  
лампа



Зависимость пробойного поля от давления  
( $f = 992$  МГц, диффузационная длина 0.631 см)

Под действием переменного поля также возникает пробой.  
Его минимум для типичных параметров установки  
расположен в диапазоне давлений, близких к нормальному.

# Оптический пробой



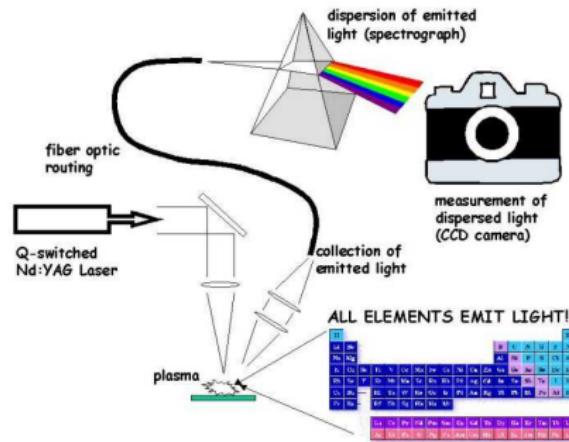
Пробой воздуха фемтосекундным лазером

В данной работе изучается пробой полем оптического диапазона. Характерные значения поля для пробоя газа  $E \approx 10^6 \div 10^7$  В/см (для постоянного и СВЧ полей  $E \approx 3 \cdot 10^4$  В/см).

$$P \approx 30 \text{ МВт}, \quad d = 2 \cdot 10^{-2} \text{ см}$$

$$I \approx 10^5 \text{ МВт/см}^2, \quad E \approx 6 \cdot 10^6 \text{ В/см}$$

# Применения лазерного пробоя



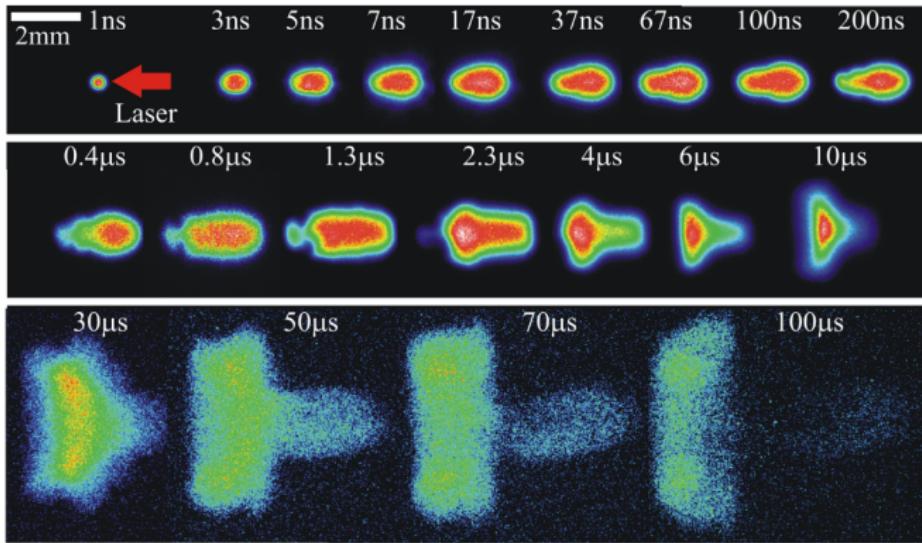
## Лазерно-искровая эмиссионная спектрометрия

Лазерно-искровая эмиссионная спектрометрия – основное прикладное применение лазерного пробоя.

Явление лазерного пробоя тесно связано с задачами термоядерного синтеза.

Изучение лазерного пробоя позволяет получить важные выводы для квантовой теории.

# Стадии искры



Эволюция воздушной искры во времени

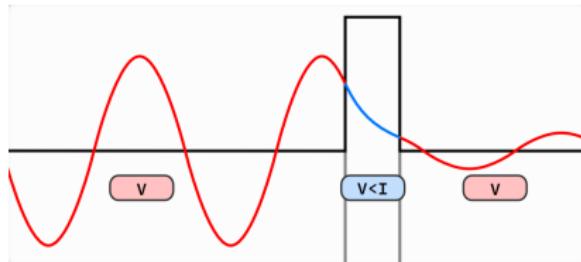
Явление лазерной искры можно разделить на три стадии:

- Пробой: ионизация и появление начальной плазмы.
- Взаимодействие плазмы с лазерным импульсом, движение плазменного фронта.
- Распространение ударной волны, свечение.

Теория

# Начало пробоя – ионизация излучением

Два механизма вырывания электрона из атома излучением:

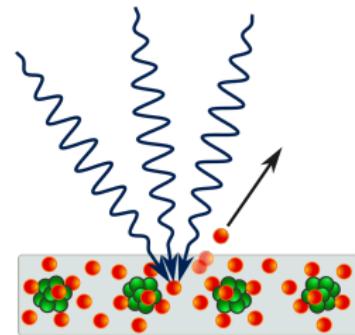


Туннельный эффект

- $E$  – поле световой волны.
- $I$  – энергия ионизации.
- $\Delta \sim \frac{I}{eE}$  – ширина потенциального барьера.
- $v \sim \sqrt{I/m}$  – скорость электрона.
- $\tau \sim \Delta/v \sim \frac{\sqrt{Im}}{eE}$  – время пролета барьера.

$\omega\tau \ll 1$  – условие статичности поля.

Оценка для пробоя на оптических частотах дает  $\omega\tau \gg 1$ .



Многоквантовый фотоэффект

$\omega\tau \gg 1$  – условие получения достаточного числа квантов за колебание.

## Оценка порогового поля

Попытаемся оценить пороговое значение поля с помощью теории многоквантового фотоэффекта.

- $w$  – вероятность многоквантового фотоэффекта
- $n$  – количество поглощаемых фотонов
- $F$  – поток квантов

$w \sim F^n \sim E^{2n}$  – вероятность пропорциональна  $n$ -ой степени потока квантов.

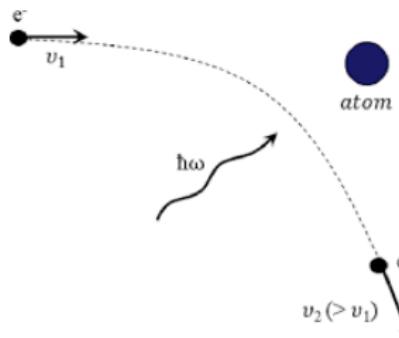
$w \sim \frac{1}{I^n}$  – чем выше порог ионизации, тем ниже вероятность.  
 $w \sim \frac{1}{\omega^n}$  – чем ниже частота, тем больше время, за которое электрон может поглотить нужную энергию.

$$w \sim \left( \frac{E^2}{\omega I} \right)^n$$

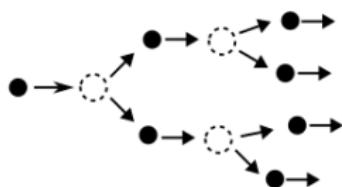
Результат полученный Л.В.Келдышем в рамках квантовой механики:

$$w = B \omega n^{3/2} \left( \frac{\bar{e} e^2 E^2}{8 m \omega^2 I} \right)^n \quad (1)$$

# Развитие пробоя – электронная лавина



Процесс, обратный тормозному излучению

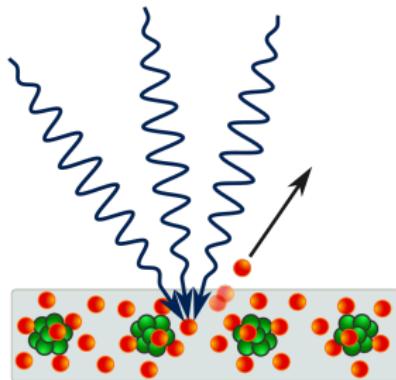


Электронная лавина

В осциллирующем поле, при колебании электронов, в среднем энергия электронов при столкновениях переходит в тепло. По квантовой теории электрон поглощает фотоны при столкновениях с атомами.

В области поля средняя скорость электронов увеличивается. Происходит ионизация. Новые электроны добавляются к свободным, увеличивая скорость ионизации. Формируется электронная лавина.

# Развитие пробоя – многоквантовый фотоэффект

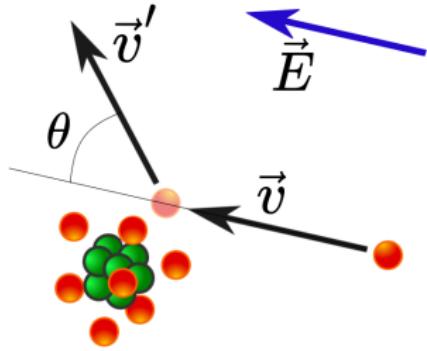


Электрон поглощает несколько фотонов одновременно. Суммарная энергия превосходит энергию ионизации:  
 $n \cdot h\nu \sim n \cdot 2 \text{ эВ} > I \sim 10 \div 20 \text{ эВ.}$   
Электрон отрывается от атома.

## Многоквантовый фотоэффект

Для газов при давлениях порядка атмосферного и выше – электронная лавина. Для разреженных – многоквантовый фотоэффект.

# Нарастание энергии – классический случай



Рассеяние электрона

Уравнение движения с 'силой трения':

$$m\dot{v} = -mv\nu_m - eE \quad E = E_0 \exp(-i\omega t)$$

$\nu_m = \nu_c(1 - \sqrt{1 - \cos \theta})$  – эффективная частота столкновений.

Работа, совершаемая полем над электроном:

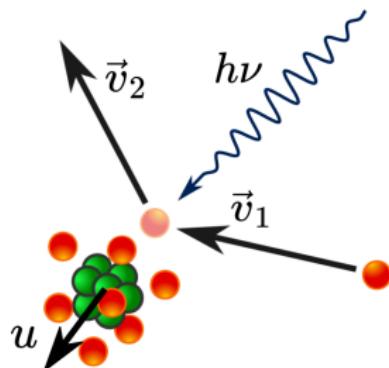
$$d\varepsilon/dt = \frac{e^2 E^2 \nu_m}{m(\omega^2 + \nu_m^2)} \quad (2)$$

Изолированный электрон не забирает энергию у поля. Получать энергию можно только за счет столкновений.

$$\varepsilon_{\text{кол}} = e^2 E_0^2 / 4m\omega^2$$

Для СВЧ –  $\hbar\omega \ll \varepsilon_{\text{кол}}$ .

# Нарастание энергии – квантовый подход



Поглощение фотона

Энергия фотонов во много раз превосходит энергию колебаний:

$$\varepsilon_{\text{кол}} \approx 2.3 \cdot 10^{-2} \text{ эВ} \ll h\nu = 1.8 \text{ эВ}$$

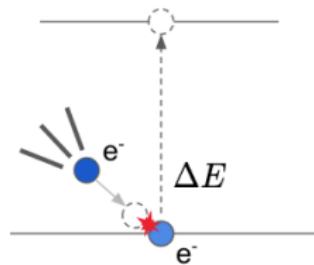
(для рубинового лазера,  $\omega = 2.7 \cdot 10^{15} \text{ Гц}$ ,  $E \approx 10^7 \text{ В/см}$ ).

Более тщательные выкладки с использованием квантовой механики показывают, что классическая формула является применимой в условиях  $\varepsilon \gg h\nu$ .

Энергии электрона  $\varepsilon \approx 10 \text{ эВ}$  позволяют применять данную формулу.

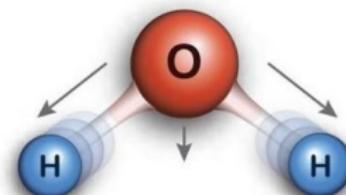
# Потери энергии электронов

Существует два рода потерь: упругие и неупругие.



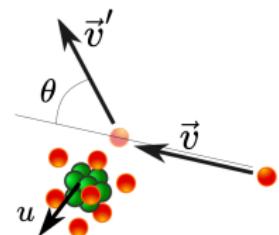
Возбуждение  
столкновением

Работают при  
энергиях  
 $2/3I \div 3/4I$   
(инертные газы).



Колебательные  
степени свободы

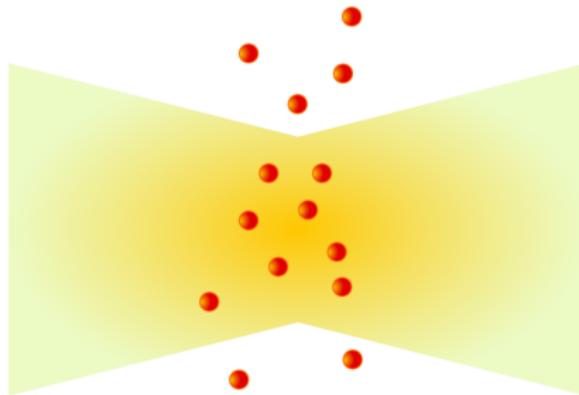
Работают для  
молекулярных  
газов даже при  
малых энергиях  
электронов.



Отдача энергии при  
столкновении

Работают при  
любых  
столкновениях с  
атомами.

## Потери электронов



### Диффузия электронов

Основной механизм потерь – диффузия из области фокусного пятна.

Для электронов в зарождении пробоя характерна свободная диффузия:

$$D = l_m v / 3 = v^2 / 3\nu_m,$$

$l_m = v/\nu_m$  – длина пробега электронов.

## Критерий пробоя

Потери энергии и потери электронов определяют пороговое значение поля.

$$N_e = N_0 \exp [(\nu_i - \nu_d)t] = N_0 \exp(t/\theta),$$

$\theta = (\nu_i - \nu_d)^{-1}$  – постоянная времени лавины,

$\nu_i$  – частота ионизации атомов электронами,

$\nu_d$  – частота диффузионных уходов.

Для оптического диапазона  $\theta$  должна быть достаточно малой, чтобы за время импульса  $t_1 \approx 30 \div 50$  нс успело образоваться достаточное число электронов.

$$\theta < \frac{t_1}{\ln(N_1/N_0)}.$$

Совмещая это условие и скорость нарастания энергии  $d\varepsilon/dt$ :

$$E = \left[ \frac{m\omega^2 I_1}{e^2 \nu_m t_1} \ln \frac{N_1}{N_0} \right]^{1/2}$$

$\nu_m = \nu_c(1 - \overline{\cos \theta})$   $\theta$  – угол рассеяния.

$(1 - \overline{\cos \theta})$  обычно близка к 1  $\Rightarrow$  можно просто брать  $\nu_m = \nu_c$ ?

$\nu_c = N_a v \sigma_c$ ,  $N_a$  – число атомов в 1 см<sup>3</sup>,  $v$  – скорость электрона,  $\sigma_c$  – сечение упругого рассеяния.

Райзер, с53: У гелия частота столкновений почти не зависит от и энергии электронов  $v_m \approx 2,4 \cdot 10^9 P$  (в торр). Полезно знать, что у водорода зависимость  $\nu_m(v)$  также слабая и  $\nu_m \approx 5.9 \cdot 10^9 P$  (в торр) Аргон:  $\nu_m \approx 7 \cdot 10^9 P$  (в торр)

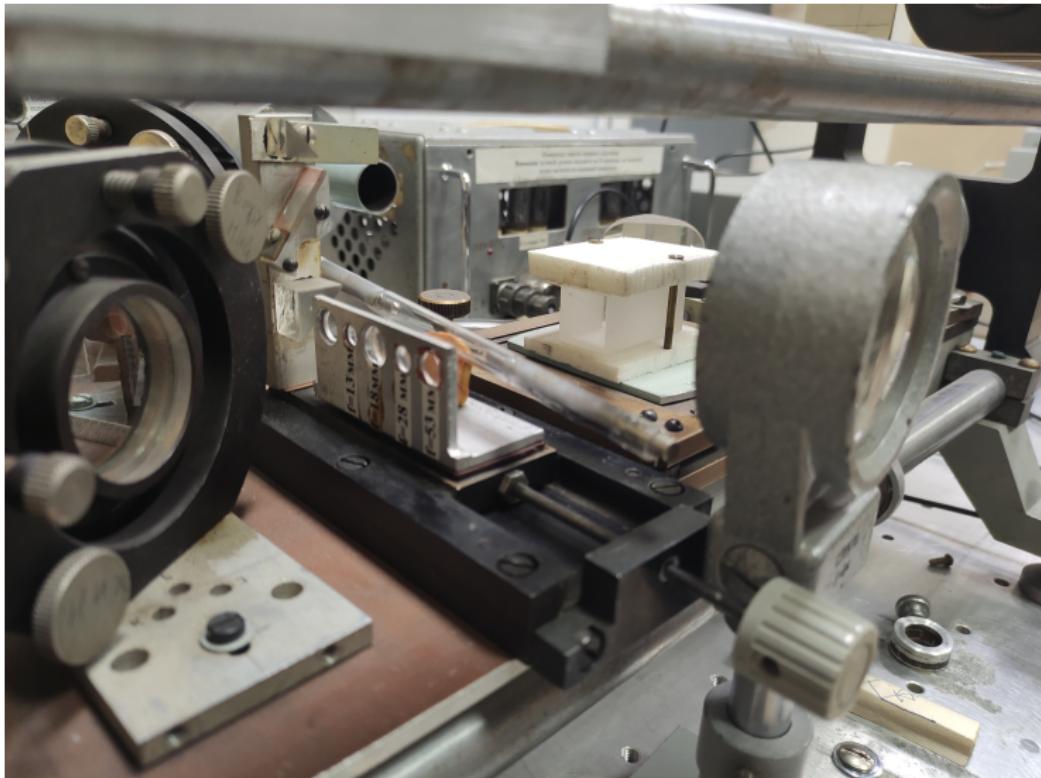
# Измерения и Результаты

# Экспериментальная установка



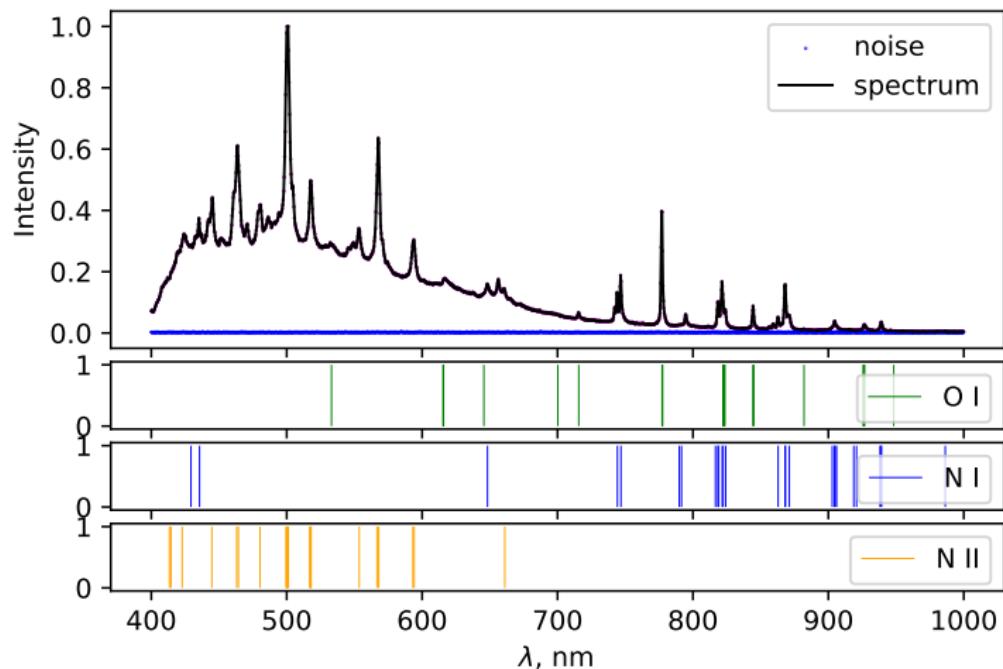
Общий вид установки  
(на переднем фоне система линз для фокусировки вспышки)

# Экспериментальная установка



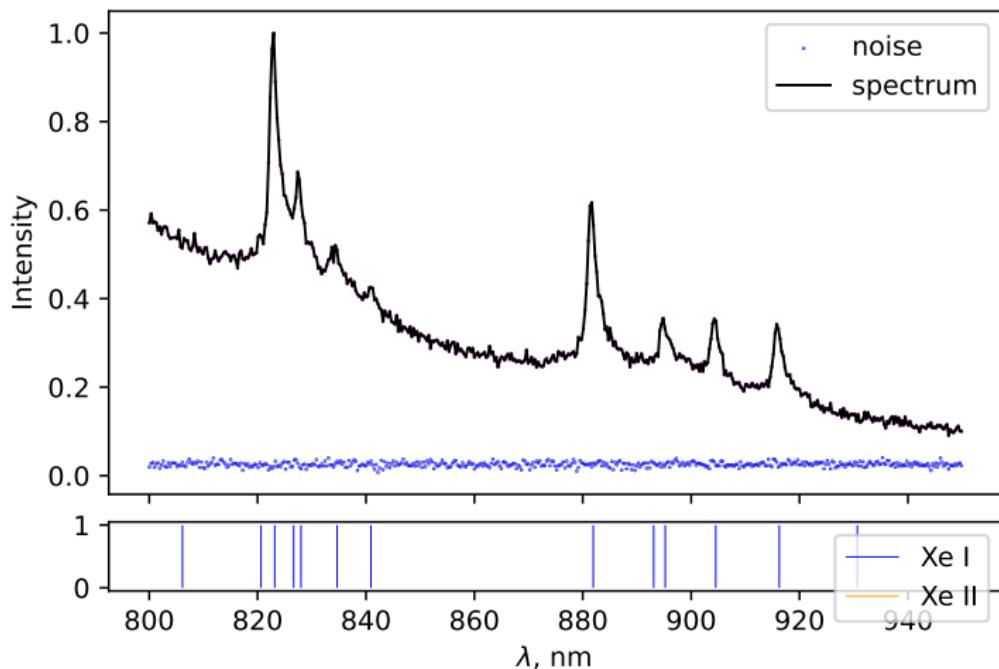
Площадка с набором линз для фокусировки пучка

# Спектр воздушного пробоя



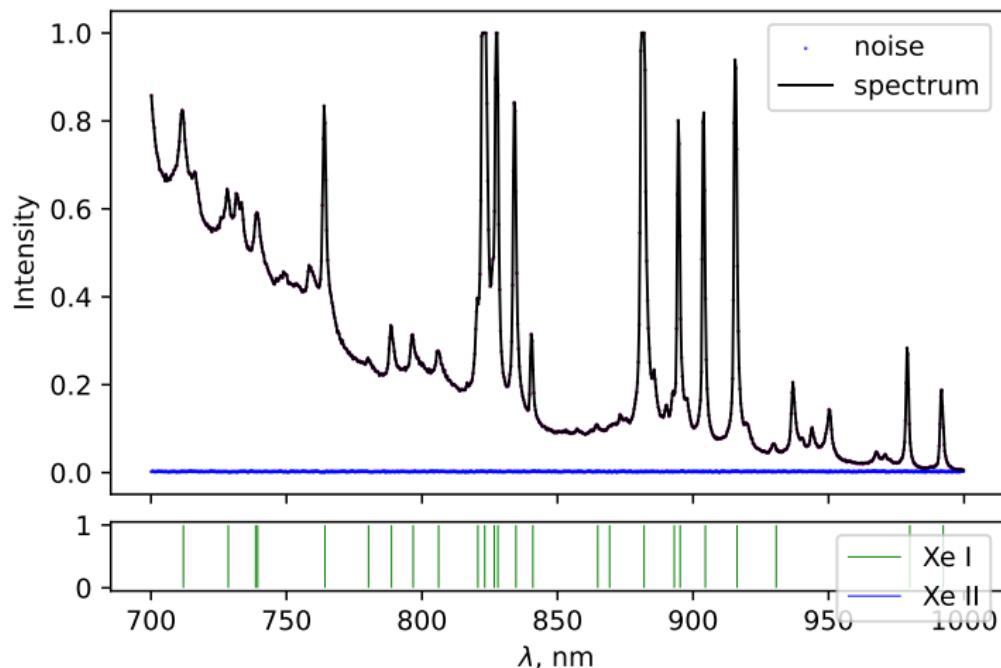
Спектр пробоя в воздухе

# Спектр пробоя ксенона



Спектр пробоя ксенона в шаровой лампе

# Спектр пробоя ксенона



Спектр пробоя ксенона в длинной лампе

# Спектры

*in progress...*

# Осцилограммы

*in progress...*

## Выводы и Заключение

## Выводы и Заключение

*in progress...*

Спасибо за внимание!