

Оптический пробой сред

Симанкович А.Л. Дедков Д.А.

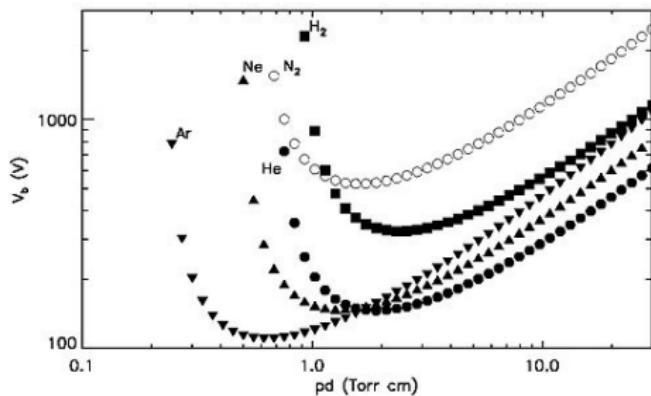
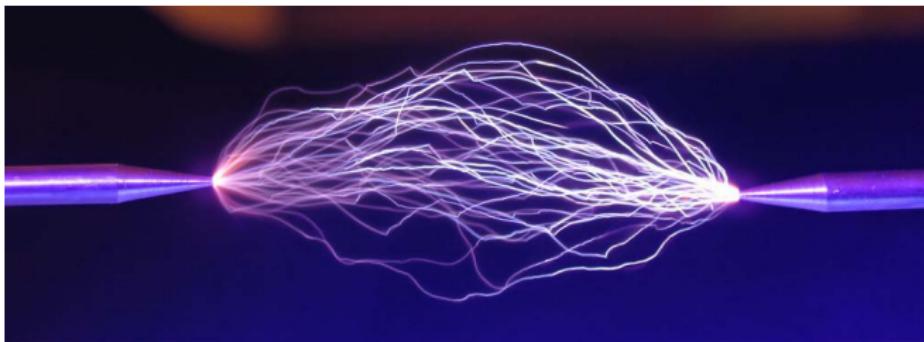
Московский Физико-Технический Институт

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

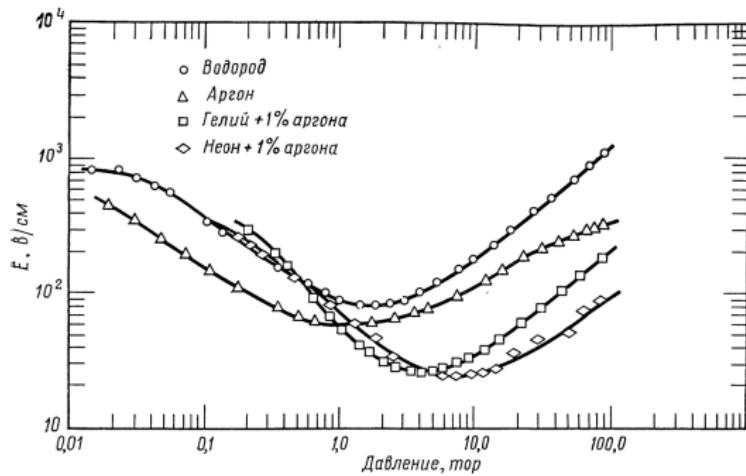


Самый известный и хорошо изученный тип пробоя – пробой постоянным напряжением. Его поведение в первом приближении описывается кривыми Пашена. Заметим, что у кривой существует минимум.

Пробой в переменных полях



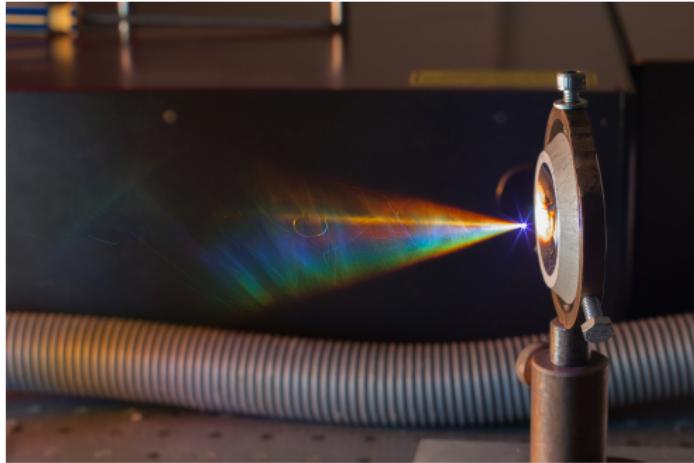
Ртутная
лампа



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



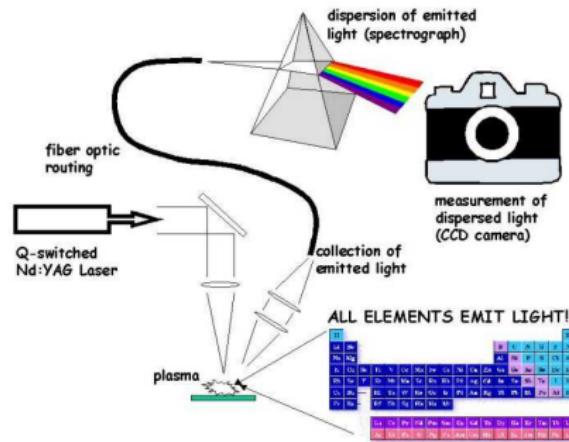
Пробой воздуха фемтосекундным лазером

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



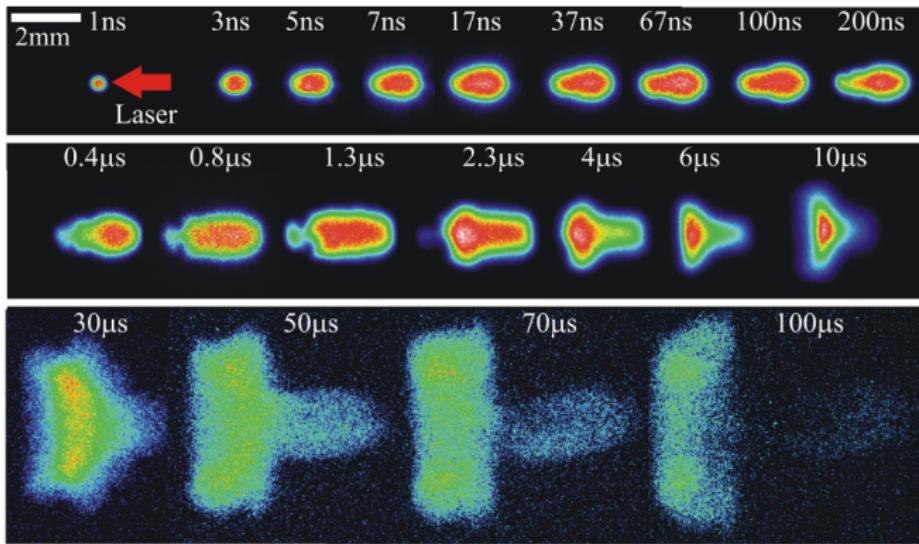
Лазерно-искровая эмиссионная спектрометрия

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

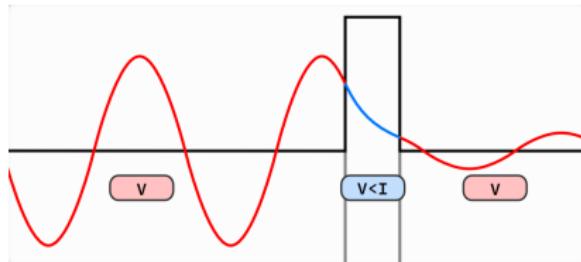
Явление лазерной искры можно разделить на три стадии:

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

Теория

Начало пробоя – ионизация излучением

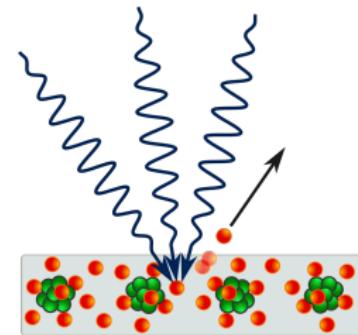
Два механизма вырывания электрона из атома излучением:



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.



Многоквантовый фотоэффект

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

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

Вероятность 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.

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

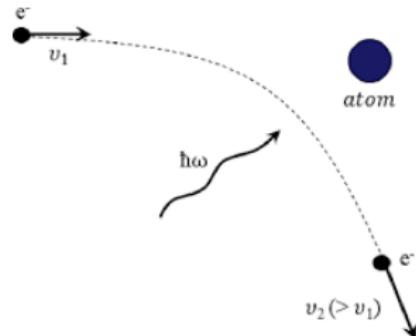
Результат полученный Л.В.Келдышем в рамках квантовой механики:

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

Оценка порогового поля

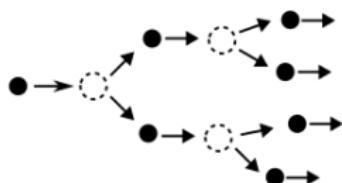
$$E = \sqrt{\frac{8m\omega^2 I}{\bar{e}e^2}} \left[\frac{w}{\omega n^{3/2}} \right]^{1/2n}$$

Развитие пробоя – электронная лавина



Процесс, обратный тормозному излучению

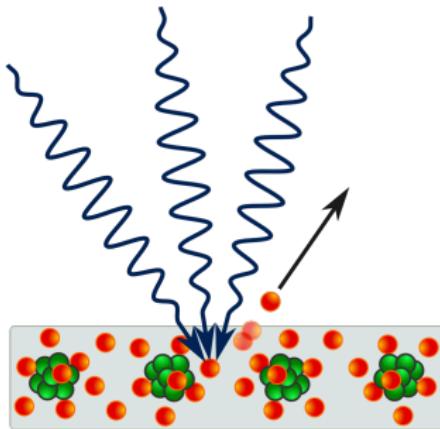
- Классика: в переменном поле энергия колебаний при столкновениях переходит в тепло.
- Квантовая: электрон поглощает фотоны при столкновениях.



Электронная лавина

Формируется электронная лавина.

Развитие пробоя – многоквантовый фотоэффект



Электрон поглощает
несколько фотонов
одновременно.

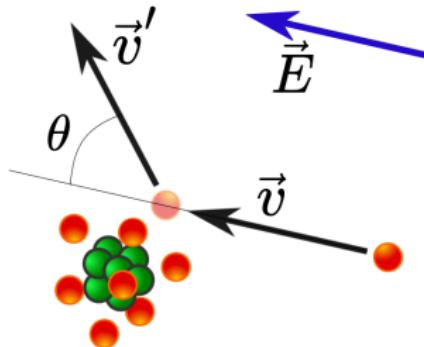
$$n \cdot h\nu \sim n \cdot 2 \text{ эВ} > I \sim 10 \div 20 \text{ эВ}$$

Многоквантовый фотоэффект

Развитие пробоя:

- $p \geq 1 \text{ атм}$ – электронная лавина.
- $p \ll 1 \text{ атм}$ – многоквантовый фотоэффект.

Нарастание энергии – классический случай



Рассеяние электрона

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

$$\varepsilon_{\text{кол}} = e^2 E_0^2 / 4m\omega^2 \sim 0.01 \text{ эВ}$$

$\varepsilon \sim 10 \text{ эВ}$ – энергия электрона

$$\varepsilon \gg \varepsilon_{\text{кол}} \gg h\nu$$

Уравнение движения с 'силой трения':

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

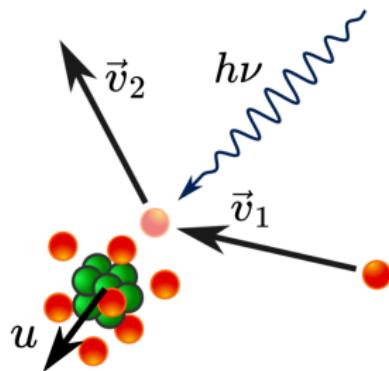
$\nu_m = \nu_c(\sqrt{1 - \cos \theta})$ – эффективная частота столкновений.

Работа, совершаемая полем над электроном:

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

(2)

Нарастание энергии – квантовый подход



Поглощение фотона

Квантовая механика показывает, что классическая формула является применимой в условиях:

$$\varepsilon \gg h\nu \gg \varepsilon_{\text{кол}}$$

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

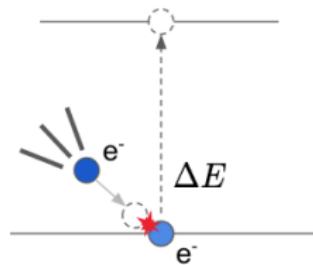
Энергия фотонов во много раз превосходит энергию колебаний:

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

(для рубинового лазера,
 $\omega = 2.7 \cdot 10^{15} \text{ Гц}, E \approx 10^7 \text{ В/см}^2$).

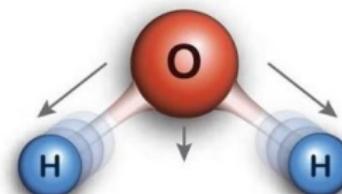
Потери энергии электронов

Существует два рода потерь: упругие и неупругие.



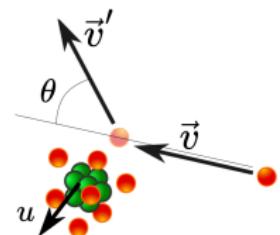
Возбуждение
столкновением

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



Колебательные
степени свободы

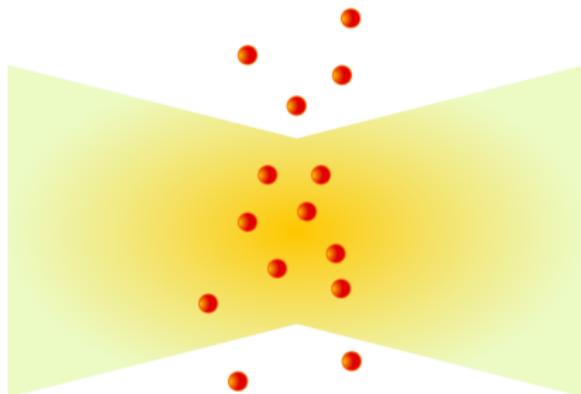
Работают для
молекулярных
газов даже при
малых энергиях
электронов.



Отдача энергии при
столкновении

Работают при
любых
столкновениях с
атомами.

Потери электронов



Диффузия электронов

Основной механизм потерь – диффузия из области фокусного пятна.

Критерий пробоя

$$N_e = N_0 e^{[(\nu_i - \nu_d)t]} = N_0 e^{(t/\theta)},$$

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

ν_i – частота ионизации атомов электронами,

ν_d – частота диффузионных уходов.

За время импульса $t_1 \approx 30 \div 50$ нс должно успеть образоваться $N_1 \approx 10^{13}$ электронов.

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

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

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

$\nu_m = \nu_c(1 - \overline{\cos \theta})$ θ – 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 см³, v – скорость электрона, σ_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)

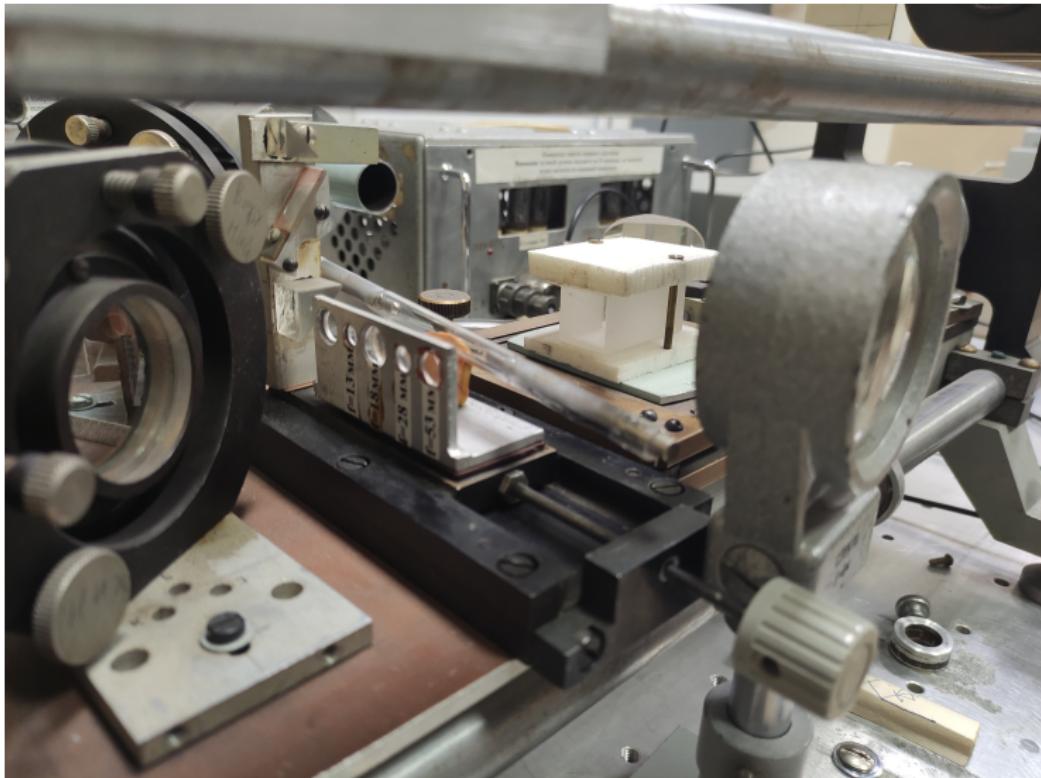
Измерения и Результаты

Экспериментальная установка



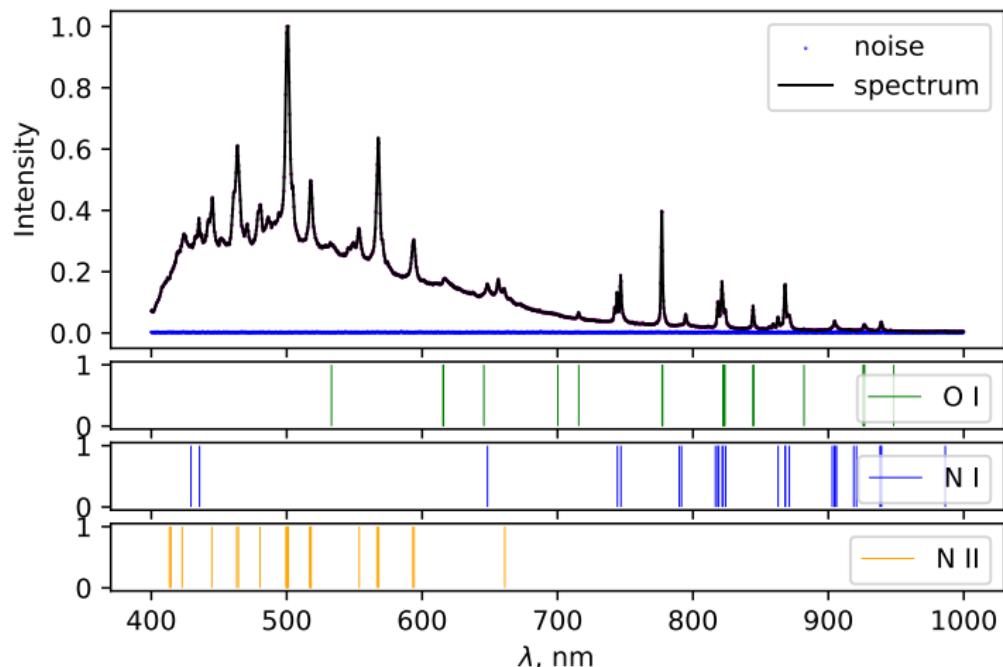
Общий вид установки
(на переднем фоне система линз для фокусировки вспышки)

Экспериментальная установка



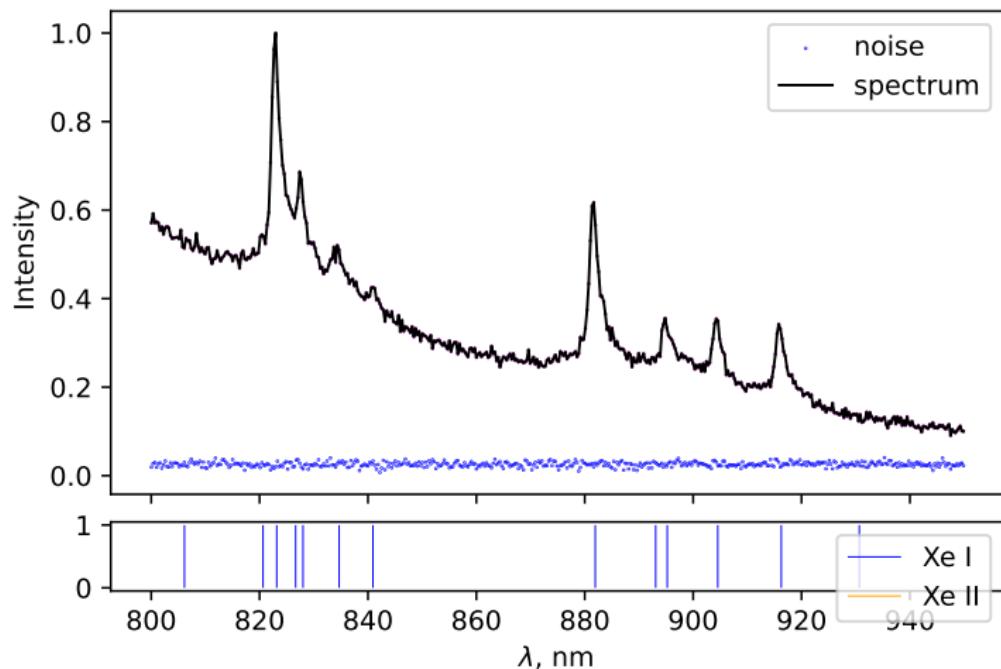
Площадка с набором линз для фокусировки пучка

Спектр воздушного пробоя



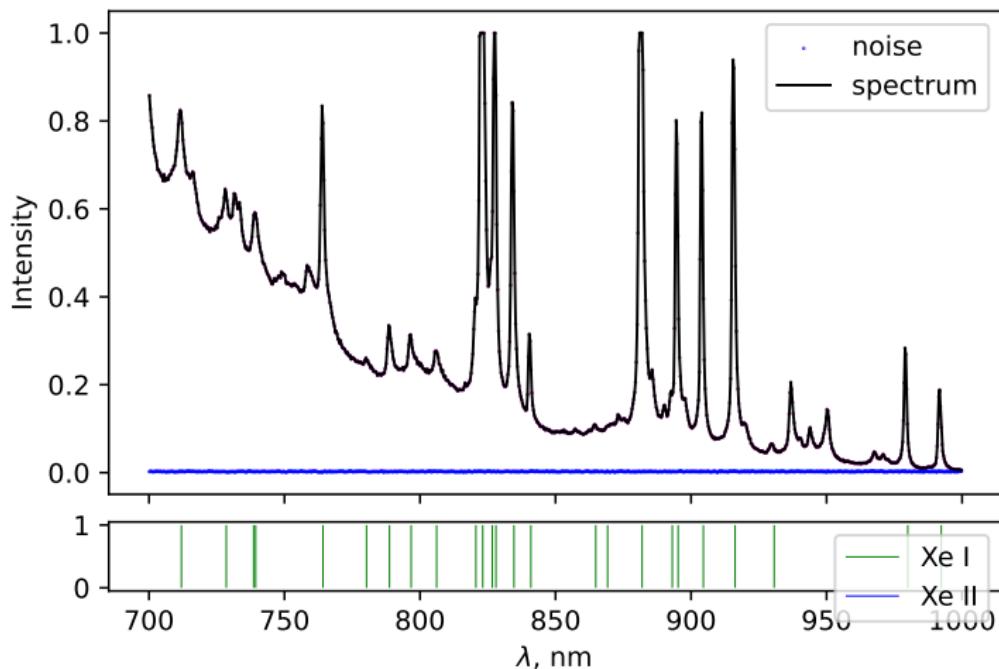
Спектр пробоя в воздухе

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!