

Рис. 2. Пороговые интенсивности для пробоя инертных (а) и молекулярных (б) газов. Сплошные линии — неодимовый лазер ($\lambda=1060$ нм), фокусное пятно — эллипс с осями $(13 \times 3,4) \cdot 10^{-2}$ см, $\tau=40$ нс. Штриховые линии — рубиновый лазер ($\lambda=694$ нм), оси эллипса — $(4,3 \times 3,1) \cdot 10^{-2}$ см, $\tau=40$ нс.

электрона появляются два медленных; потом всё повторяется. Так происходит размножение электронов.

Согласно представлениям классич. теории, в осциллирующем поле на поступат. движение электрона с энергией ϵ накладываются колебания вдоль вектора E с энергией порядка $\Delta\epsilon = e^2 E^2 / m \omega^2$. При рассеянии атомом электрон начинает новое поступат. движение с энергией, в ср. на $\Delta\epsilon$ большей, а колебания раскачиваются заново. Если эфф. частота столкновений ν_m сравнима с круговой частотой излучения ω , так что электрон не успевает совершить много осцилляций за период между столкновениями, то колебания раскачиваются не полностью, перекачка энергии от поля к электронам замедляется. С учётом этого обстоятельства энергия хаотич. движения электрона ϵ вырастет в 1 с на

$$(d\epsilon/dt)_E = e^2 E^2 \nu_m / m (\omega^2 + \nu_m^2). \quad (*)$$

Чтобы за короткое время лазерного импульса (10^{-8} с) родились необходимые для ОП примерно $\log_2(10^{13}) \approx 40$ поколений электронов, скорость набора энергии $(d\epsilon/dt)_E$ и определяющее её поле E должны иметь достаточно большие значения, тем более, что нужно ещё возмещать потери энергии электронов и, возможно, их исчезновение. Если $\nu_m^2 \ll \omega^2$, т. е. давление относительно невелико ($\nu_m \propto p$) или частота поля высока, то скорость набора энергии от поля $(d\epsilon/dt)_E \sim (E/\omega)^2 p$. Само же пороговое поле E_p , при к-ром электрон успевает набрать энергию, достаточную, чтобы произвести ионизацию, пропорционально ω и уменьшается при увеличении p .

Если давление высокое, $\nu_m^2 \gg \omega^2$, то $(d\epsilon/dt)_E \sim E^2/p$, а пороговое поле не зависит от частоты и растёт с ростом p . Ф-ция давления $(d\epsilon/dt)_E$ максимальна при $\nu_m = \text{const } p = \omega$; при таком же примерно условии минимален порог пробоя E_p . Классич. представления, безоговорочно применимые к СВЧ-излучению и ИК-излучению CO_2 -лазера ($\lambda = 10,6$ мкм), качественно объясняют соответствующие пороговые зависимости $E_p(p)$, к-рые очень похожи на зависимости $E_p(p)$ (рис. 1) для рубинового лазера ($\lambda = 694$ нм). Только в случаях СВЧ- и CO_2 -лазера минимумы лежат при более низких давлениях, ибо $p \propto \omega$, и сами пробивающие поля $E \propto \omega$ меньше. А на оптич. частотах для пробоя требуются гораздо более высокие поля и минимум пробоя E_p сдвигается в сторону высоких давлений в сотни атмосфер.

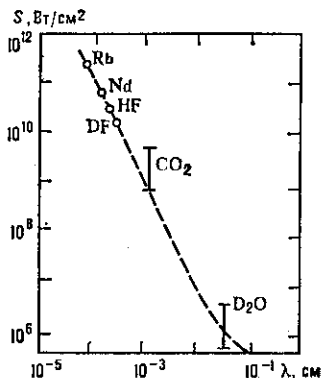
При реально выполняющемся условии $\hbar\omega \ll \epsilon$ ф-лу (*) можно приближённо применять и к ионизации рубинового и неодимового лазеров ($\lambda = 694$ и 1060 нм), хотя их $\hbar\omega = 1,78$ и $1,17$ эВ $\gg \Delta\epsilon$. В этом случае ф-лу следует трактовать статистически: если, напр., $\hbar\omega = 100\Delta\epsilon$, то в 99 столкновениях электрон не обменивается энергией с полем, а в сотом приобретает целый квант $\hbar\omega$. Строгие расчёты электронной лавины и порогов пробоя, основанные на решении кинетич. ур-ния для электронного спектра, дают удовлетворит. количеств. согласие с измерениями.

При не слишком высоких давлениях, когда $\nu^2 \ll \omega^2$, классич. закон $S_p \propto \omega^2 \propto \lambda^{-2}$ хорошо выполняется в широком диапазоне оптич. частот, вплоть до смыкания с СВЧ. Точки, соответствующие пробоям воздуха излучениями разл. лазеров, группируются около классич. прямой $\lg S_p = \text{const} - 2 \lg \lambda$ (рис. 3).

В УФ-диапазоне из-за квантовых эффектов порог ОП снижается по сравнению с законом $S_p \propto \omega^2$.

Порог пробоя воздуха при атм. давлении излучением CO_2 -лазера, $S_p \approx (1-2) \cdot 10^8$ Вт/см², определяется присутствием аэрозольных частиц, нагрев и испарение к-рых способ-

Рис. 3. Пороги пробоя воздуха при атмосферном давлении излучениями разных лазеров. Штриховая линия — классический закон $S_p \propto (\omega^2 + \nu_m^2)$.



ствуют появлению затравочных электронов (кванты CO_2 -лазера $\hbar\omega = 0,124$ эВ слишком малы для многоквантового фотоэффекта). В очищенном воздухе порог повышается до $3 \cdot 10^8$ Вт/см². В сильно разреженных газах, $p \leq 1$ мм рт. ст., или в случае чрезвычайно коротких, пикосекундных лазерных импульсов лавина не успевает развиться и наблюдаемая ионизация обязана исключительно многоквантовому фотоэффекту.

Фокусируя мощный лазерный импульс линзой с фокусным расстоянием ~ 10 м, получают т. н. длинную искру — плазменный канал, не сплошной, но длиной до десятков метров (лазерная искра от короткофокусной линзы имеет размеры $0,1-1$ см). Пробой газа в постоянном или СВЧ-поле существенно облегчается в присутствии интенсивного лазерного излучения. Это позволило создать хорошие разрядники с лазерным поджигом, направленный пробой, при к-ром обычный искровой разряд развивается вдоль светового канала и не обязательно ориентирован по вектору пост. поля. ОП сильно облегчается, если происходит вблизи поверхности твёрдых тел; при этом пороговая интенсивность может быть на неск. порядков ниже — т. н. низкороговой пробой.

Непрерывный оптический разряд (НОР) — стационарное поддержание плотной равновесной плазмы излучением лазера непрерывного действия (напр., CO_2 -лазера); был предсказан теоретически и получен на опыте в 1970. По сравнению с традиц. способами поддержания плазмы с $T \sim 10\,000$ К при помощи дугового, индукционного, СВЧ-разрядов для подвода энергий к плазме оптич. способом не требуются конструктивных элементов: электродов, индуктора, волновода. Световая энергия свободно передается на расстоянии световым лучом. Это открывает возможность зажигания плазмы на расстоянии от лазера и в любых, даже труднодоступных местах. Если продувать холодный газ через горящий НОР, подобно тому, как это делается в дуговых и прочих генераторах непрерывной плазменной струи — плазматронах, получается оптический плаз-