

ным $6 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2} \text{сек}^{-1}$. Теория предсказывала также, что при большой гидродинамической скорости истечения, которая может возникать у бедных пылью комет, возможно вытягивание отдельных изофот в сторону Солнца. Это действительно наблюдалось у комет Энке и Икейи — Секи.

Условия вблизи ядра таковы, что многие кометные газы, например C_2 , должны быть в сильно пересыщенном состоянии и конденсироваться в пылинки. Исследование кинетики конденсации показывает, что пылинки достигают размеров 10^{-5} — 10^{-4} см . Такие пылинки наблюдаются в атмосферах комет и метеорных потоках. Это позволяет объяснить всю пылевую составляющую комет конденсацией, не прибегая к предположению, что пылинки в готовом виде уже находятся в ядре.

Принимая во внимание, что поверхность ядра может состоять из двух (или более) участков с существенно разной теплотой испарения, можно объяснить появление и группировку синхрон в хвостах II типа. Если такое ядро вращается, то количество испаряемого вещества модулируется с периодом вращения. Отсюда, например, для кометы 1910 I определен период вращения $\sim 0,6$ суток.

Кометные пылинки вследствие фотоэффекта и столкновений с электронами и протонами приобретают заряд. При этом образуется плазма, в которой пылинки играют роль тяжелых ионов. Скорость распространения возмущений, например альвеновских волн в пылевой плазме, отличается от скорости волн в электронно-протонной плазме.

При анализе данных о рассеянии и поляризации света в пылевых хвостах надо учитывать ориентацию пылинок. Возможна ориентация под действием направленного потока света от Солнца. Она особенно эффективна, если пылинки обладают оптической активностью и вероятность поглощения правых и левых квантов разная. Однако ориентация под действием ударов протонов солнечного ветра, по-видимому, наиболее эффективна.

Ориентированная пылевая среда является анизотропной и, в ряде случаев, гиротропной. Имеется много общих особенностей в рассеянии света (см., например, Astrophys. J. 160, L101 (1970)) пылинками комет и пылинками межзвездной среды и туманностей. Кометная пылевая среда могла бы явиться удобной моделью для изучения галактической пыли. В частности, интересно наблюдать звезды (и, особенно, поляризацию их излучения) сквозь наиболее плотные части комы.

Материалы доклада публикуются в сборнике трудов 45-го симпозиума IAU (Ленинград, 1970 г.). Кроме того, использованы более старые работы автора: Астрон. ж. 44, 434 (1967); ДАН СССР 179, 1070 (1968); Труды 39-го симпозиума IAU (Крым, 1969 г.); Труды шестой зимней школы по космофизике (Апатиты, 1969 г.) и работы автора совместно с Ю. Н. Гнединым и Г. Г. Новиковым: Planet. and Space Sci. 19, 143 (1971); Астрон. ж. 47, 870 (1970); 43, 181 (1966); Icarus 5, 64 (1966).

А. Ф. Александров, А. А. Рухадзе. Сильноточные электроразрядные источники света.

В последние годы в связи с возрастающей потребностью в мощных источниках ультрафиолетового излучения для накачки ОКГ возрос интерес к сильноточным самосхватным разрядам (пинч-эффект)⁶. Исследования таких разрядов с целью получения управляемого термоядерного синтеза показали, что вследствие развития силовых неустойчивостей типа перетяжек и изгибов такие разряды разрушаются за время $\tau_c \approx R/v_s$, где v_s — скорость звука, а R — радиус кривизны поверхности разряда. В термоядерных условиях τ_c не превышает нескольких микросекунд, в то время как в излучающих разрядах с температурой плазмы из тяжелых элементов $T_0 \approx 2$ — 5 эв и плотностью $N \approx 10^{18}$ — 10^{20} см^{-3} $\tau_c \approx R/v_s = 30$ — 100 мксек , что порядка или даже превышает необходимое время накачки ОКГ. Основные требования к излучающим разрядам: близость излучения плазмы к излучению черного тела, однородность температуры и оптимальность к. п. д. преобразования вложенной в разряд энергии в энергию излучения, — приводят к ограничениям на полный разрядный ток¹:

$$I_{\min} \leq I_n \leq I_{\max}. \quad (1)$$

Для z-пинча в плазме с многократно пониженными атомами (серебро, вольфрам, свинец, алюминий и т. п.) $I_{\min} \approx 10^5 \text{ а}$, а $I_{\max} \approx 4,3 \cdot 10^5 \text{ а}$. При токах $I_n < I_{\min}$ разряд становится оптически прозрачным и подвержен опасной, быстро развивающейся ($\tau_n < \tau_c$) перегретой неустойчивости, а при $I_n > I_{\max}$ резко падает к. п. д. излучателя вследствие неоднородности температуры плазмы. Эксперименты с электрическим взрывом коротких металлических проволок в вакууме, проведенные на установке со сравнительно большой скоростью нарастания тока ($I_n \leq 400 \text{ ка}$, $T = 25 \text{ мксек}$), подтвердили наличие стадии магнитного удержания и пороговых токов I_{\min} и I_{\max} в полном количественном согласии с теорией. В интервале (1) излучение разряда близко к излучению черного тела с температурой, определяемой в соответствии

с теорией выражением ²

$$T_0 = \frac{3,6 \cdot 10^{13} I_n^2}{N_n (1 + Z)}, \quad (2)$$

где Z — средний заряд ионов, а N_n — их полное число на единицу длины разряда. Процент преобразования вложенной в разряд энергии в ультрафиолетовое излучение в области от 2200 и до 2700 Å в оптимальных условиях (при $I_n \approx I_{\min}$) составлял $\eta \approx 4-5\%$. Устойчивость такого разряда проверялась на длинных проволочках (больше 25 см); оказалось, что она определяется временем развития крупномасштабных силовых неустойчивостей и не превышает r_0/v_s , где r_0 — радиус разряда. При $I_n < I_{\min}$ разряд становится оптически прозрачным, а его излучение в случае взрыва проволочек из атомов различных элементов носит сложный линейчатый характер. В этих условиях достаточно высокие ($\eta \approx 4\%$) излучательные характеристики обнаруживают разряд в парах лития ³, обладающий хорошей селективностью излучения. Однако свечение в таком разряде испытывает локальные нерегулярные изменения, связанные, по-видимому, с развитием перегретой неустойчивости.

Наряду с вакуумными разрядами исследовались сильноточные разряды в воздухе при атмосферном давлении. В стадии расширения разряд носит спокойный характер без наличия каких-либо неустойчивостей, а его динамика достаточно хорошо описывается автомодельной теорией ⁴. В стадии удержания разряда он приобретает характер вакуумного и подвержен перетяжной неустойчивости. На этой стадии поведение основных равновесных характеристик разряда хорошо описывается численными экспериментами ⁵. Излучение разряда в атмосфере также близко к излучению черного тела, а к. п. д. преобразования вложенной в разряд энергии в энергию излучения такой же, как и в случае вакуумного разряда (4—5%).

При взрыве проволочки длиной 75 см в экспериментах достигнут абсолютный выход излучения в ультрафиолете (2200—2700 Å) 9 кдж за время порядка 60 мксек.

Таким образом, прямые сильноточные разряды обладают приблизительно таким же к. п. д. преобразования излучения в ультрафиолетовой области, как и обычные ксеноновые лампы, но обладают существенно более высокой яркостью, что при сходных геометрических размерах позволяет получить на порядок больший абсолютный выход излучения. Дальнейшее увеличение абсолютного выхода излучения и длительности устойчивого состояния разряда следует искать на пути создания коаксиальных разрядов с обратным током (обратные пинчи). Оценки показывают, что здесь на этом пути возможно увеличение абсолютного выхода излучения по сравнению с линейными пинчами на один-два порядка.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Ф. Александров, А. А. Рухадзе, С. А. Триггер, Труды IX Международной конференции по явлениям в ионизованных газах, Бухарест, 1969.
2. Л. А. Арцимович, Управляемые термоядерные реакции, М., Физматгиз, 1961.
3. А. Д. Клементов, Г. В. Михайлов, Ф. А. Николаев, В. Б. Розанов, Ю. П. Свириденко, ТВТ 8, 736 (1970).
4. Н. Г. Басов, Б. П. Борович, В. С. Зуев, В. Б. Розанов, Ю. Ю. Стойлов, ЖТФ 40, 805, 516 (1970).
5. А. Ф. Александров, В. В. Зосимов, С. П. Курдюмов, Ю. П. Попов, А. А. Рухадзе, И. Б. Тимофеев, ЖЭТФ 61, 1841 (1971)..
6. М. Р. Бедиков, В. Н. Лихачев, Г. В. Михайлов, М. С. Рабинович, ЖЭТФ 48, 95 (1965).