

© 1990

О ВОЗМОЖНОСТИ НАБЛЮДЕНИЯ ОПТИЧЕСКИХ ЯВЛЕНИЙ
ПРИ АНОМАЛЬНОЙ ИОНИЗАЦИИ

С.И. Крючков, А.И. Магун

В последнее время большой интерес вызывает проверка гипотезы Альфвена [1] об ионизации газа, движущегося через замагниченную плазму со скоростью, большей критической u_∞ , соответствующей энергии ионизации атома. В работе [2] проведен анализ условий разжигания разряда при выбросе газа из искусственного спутника Земли (ИСЗ) для орбит высотой $H = 500$ км. На основе проведенных оценок делается вывод о возможности развития разряда при выбрасывании 100 г ксенона, при этом способы диагностики протекающих в газовом облаке газа процессов не обсуждаются.

В данной работе анализируется возможность проведения аналогичного эксперимента на меньших высотах (300 км), характерных для работы долговременных орбитальных станций и предлагаются способы диагностики, позволяющие отличить критическую ионизацию по Альфвену от других процессов [3]. Повышенная по сравнению с условиями работы [2] плотность атмосферы приводит к существенному влиянию ее на разлет выбрасываемого из ИСЗ газа. Движение его будет сильно возмущаться, если потоки импульса набегающего и выбрасываемого газа окажутся сравнимыми в области, размеры которой превышают длины свободного пробега атомов в ней. В нашем случае

$$n_a = n_o (u_\infty / u_a)^2 m_o / m_a. \quad (1)$$

где n, u, m — концентрация, скорость и масса атомов фонового (о) и выбрасываемого (а) газа.

На высотах $H = 300$ км основным компонентом ионосферы является атомарный кислород $n_0 \cong 10^9$ см $^{-3}$. Рассматривая все процессы в системе отсчета спутника и считая, что u_α порядка скорости разлета выбрасываемого газа в вакуум, для криптона, например, получаем (температура торможения $T = 300^\circ$ К): $n_\alpha = 8 \cdot 10^{10}$ см $^{-3}$. Длина свободного пробега в этом газе составляет $\lambda = 1/n_\alpha \sigma \cong 100$ м. Падение плотности числа частиц с удалением от спутника описывается соотношением

$$n_\alpha = \dot{m} / (m_\alpha u_\alpha R^2 \Delta\Omega), \quad (2)$$

где $\Delta\Omega$ — телесный угол, в котором летит выбрасываемый из сопла газ, \dot{m} — его секундный массовый расход. Принимая $\dot{m} = 10$ кг/с, $\Delta\Omega = 1$ ср. Из (1) и (2) получим, что область, в которой выбрасываемый газ и фоновая плазмы движутся, взаимно проникая одна в другой, с относительной скоростью порядка первой космической, находится на расстояниях порядка $R = 1.5$ км. Она представляет собой размытую контактную поверхность течений рассматриваемых газов. Размер области, где велики относительные скорости и концентрации обоих газов, составляет порядка длины пробега атомов выбрасываемого газа в фоновом с учетом его дополнительного разогрева и относительного движения [4] $d = 400$ м.

Предполагая далее, как это сделано в [2, 5], что образующийся в результате перезарядки пучок ионов криптона раскачивает колебания на нижнегибридной частоте, которые нагревают электроны до энергии порядка $\epsilon_e^0 \cong m_\alpha u_\alpha^2 / 2 \cong 30$ эВ, причем функция распределения электронов имеет плато до энергии ϵ_e^0 . При этом будут эффективно возбуждаться верхние уровни атомов газа, находящегося в рассматриваемой области, что приведет к появлению интенсивных спектральных линий излучения, соответствующих переходам между возбужденными уровнями.

Поскольку скорость возбуждения электронами из основного в первое возбужденное состояние $\langle \sigma_{01} v \rangle \cong 10^{-8}$ см 3 /с, получим для частоты возбуждения при фоновой плотности электронов ($n_e = 10^6$ см $^{-3}$) $\nu_{003} \cong 10^{-2}$ с $^{-1}$. Для коэффициента поглощения в центре резонансной линии имеем $k_{01} \cong 5 \cdot 10^{-2}$ см $^{-1}$, так что $k_{01} d \cong 2000$. В приближении Бибермана-Холстейна [6] при доплеровском контуре линии получим для эффективного времени жизни возбужденного состояния в облаке газа $\tau_{эфф}^{-1} \cong 2 \cdot 10^4$ с $^{-1}$. При $\nu_{дсв} \cong \nu_{003}$ получим $\nu_{дсв} \cdot \tau_{эфф} \ll 1$, так что, несмотря на сильную реабсорбцию излучения, заселенность первого уровня определяется скоростью возбуждения этого уровня электронами и эффективным временем его спонтанного радиационного распада. Этот вывод остается справедливым и для более высоколежащих уровней, что позволяет исключить из рассмотрения каскадные процессы.

Оценим теперь полную интенсивность излучения в отдельной линии. Для линии $6p [5/2]_3 \rightarrow 5s [3/2]_2$ [7], например,

$$I = \hbar \omega n_a n_e \langle \delta_{\text{ор}} v \rangle R^2 d \cdot \Delta \Omega = 1 \text{ кВт.}$$

Если использовать объектив с $D = 10$ см, в пренебрежении поглощением и рассеянием в атмосфере для интенсивности излучения, попадающего в ФЭУ, получаем: $I_{\text{фэу}} = 1/4 \pi H^2 \cdot \pi D^2 / 4 = = 7 \cdot 10^{-12}$ Вт, что соответствует светимости облака как объекта 4^m . Такие интенсивности вполне измеримы современными приборами.

Важной особенностью излучения газа в рассматриваемых условиях является поляризация. Дело в том, что функция распределения электронов сильно анизотропна, причем высокие энергии электронов достигаются при их движении вдоль магнитного поля [5, 8], так что угловой момент возбужденного состояния будет выстроенным. Выстроенность, в свою очередь, проявляется в наличии поляризации излучения при распаде квантовой системы. Для оценки возможных величин линейной поляризации излучения, регистрируемого под углом 90° к направлению магнитного поля \vec{B} , можно использовать их пороговые значения в случае возбуждения коллимированным пучком [9]. Для указанной выше линии $P_L(J \rightarrow J-1) = = (J+1)/(3J-1) = 1/2$, где J - полный момент возбужденного состояния. В реальных условиях за счет столкновений у электронов появляется разброс по направлению движения. С учетом усреднения по направлениям скоростей для функции распределения вида $f(\vec{v}) \sim \sim \cos^2(\vec{v} \vec{B})$ для P_L получаем: $P_L(J \rightarrow J-1) = (J+1)/(7J-3) = 2/9$, т.е. степень поляризации уменьшается лишь в 2-3 раза.

Поляризация излучения в условиях пучково-плазменного разряда отмечалась ранее [10]. В данном случае соответствующие измерения позволяют отличить простой нагрев плазмы за счет столкновений (что возможно в зоне формирования ударной волны) от нагрева электронов в результате развития неустойчивости пучка.

В заключение отметим, что электрон испытывает порядка $N = = (d/\lambda_{\text{упр}})^2 \cong 20$ упругих столкновений в области интенсивных плазменных колебаний ($\sigma_{\text{упр}} \cong 10^{-15}$ см²). В результате искривления траектории, прежде чем покинуть эту область, он с вероятностью, близкой к 1, осуществляет ионизацию атома, несмотря на то, что $d < \lambda_{\text{ион}}$ ($\sigma_{\text{ион}} = 10^{-16}$ см²). Это означает выполнимость условия Таунсенда и возможность развития разряда. Интенсивная ионизация, приводящая к росту n_e , должна пропорционально увеличивать интенсивность излучения, что облегчает проведение предлагаемых измерений.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Alfven H. On the origin of the Solar System. 1954, Oxford: Oxford University Press.
- [2] Банков Л., Галеев А.А., Дубинин Э.М., Подгорный И.М., Потанин Ю.Н. // Космические исследования, 1986, т. 24, вып. 3, с. 404.

- [3] К р я ч к о в С.И., М а г у н о в А.И. // Тез. докл. 6-й Всес. конф. „Динамика излучающего газа“, 7-9 декабря 1987 г., М., 1987, с. 41.
- [4] Б е р д Г. Молекулярная газовая динамика, М., Мир, 1981.
- [5] F o r m i s a n o V., G a l e e v A.A., S a g d e e v R.Z. // Planet Space Sci., 1982, V. 30. N 5. P. 491.
- [6] Б и б е р м а н Л.М. // ЖЭТФ, 1947, т. 17, вып. 5, с. 416.
- [7] Ф е л ь ц а н П.В. // Укр. физ. журнал. 1967, т. 12, в. 9. с. 1424.
- [8] M c B r i d e J.B., O t t E., B o r i s J.P. O r e n s J.H. // Phys. Fluids., 1972. V. 15. N 12. P. 2367.
- [9] P e r c i v a l I.C., S e a t o n M.J. // Phyl. Trans. Roy. Soc., 1958. V. A251. P. 113.
- [10] К а з а н ц е в С.А., П о л ы н о в с к а я И.Я., П я т н и ц к и й Л.Н., Э д е л ь м а н С.А. // УФН, 1988. Т. 156. С. 3.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 9

12 мая 1990 г.

02; 06.2; 08

© 1990

ИЗЛУЧЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ ЭНЕРГИИ 4.5 ГэВ
В ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКОМ КРИСТАЛЛЕ $LiNbO_3$

А.Р. М к р т ч я н, Р.А. Г а с п а р я н,
Р.Г. Г а б р и е л я н, А.Г. М к р т ч я н,
Л.А. К о ч а р я н, Р.О. А в а к я н,
А.Э. А в е т и с я н, В.А. Г ю р д ж я н,
К.Р. Д а л п а к я н, С.П. Т а р о я н

В работах [1, 2] предложен новый механизм воздействия и управления процессом излучения каналированных ультрарелятивистских заряженных частиц в кристаллах. В частности, показано, что в поле продольной и поперечной акустических стоячих волн можно получить значительное увеличение интенсивности излучения каналированных частиц. С этой точки зрения становится целесообразным проведение исследований спектральных и интегральных характеристик излучения электронов в условиях каналирования в пьезоэлектрических кристаллах.

В настоящей работе впервые проведены исследования процесса излучения электронов энергий 4.5 ГэВ в режимах осевого и плоскостного каналирования в пьезоэлектрических кристаллах $LiNbO_3$