

УДК 537.52;0.3;0.4

О МЯГКОМ РЕНТГЕНОВСКОМ ИЗЛУЧЕНИИ ПРИ ВЫСОКОВОЛЬТНОМ НАНОСЕКУНДНОМ ПРОБОЕ ПЛОТНЫХ ГАЗОВ

А. Н. Ткачев, С. И. Яковленко

Проведено моделирование спектров рентгеновского излучения быстрых электронов, инжектированных в газ, находящийся в электрическом поле. В случае слабых полей результаты моделирования спектра энергии, излучаемой электроном, хорошо согласуются с теорией Крамерса. В достаточно сильном поле рентгеновский спектр существенно изменяется по сравнению с известными спектрами рентгеновских трубок с массивными катодами. При этом существенно увеличивается излучаемая энергия. Для заданного разрядного промежутка с ростом напряжения имеет место максимум числа испущенных фотонов, но излучаемая энергия насыщается.

При высоковольтном наносекундном пробое плотных газов в 67–69 годах было зарегистрировано рентгеновское излучение [1 – 3] (литературу см. в обзоре [4]). В недавних работах, подытоженных в обзорах [5, 6], удалось получить мощные (до 200 А) субнаносекундные электронные пучки в плотных газах. Механизм формирования таких пучков наиболее полно изложен в обзорах [5 – 7]. Пучки убегающих электронов дают жесткое рентгеновское излучение в области порядка ста килоэлектронвольт.

Согласно [5 – 7] (см. также [8]) в механизме формирования мощных субнаносекундных пучков в плотных газах существенную роль играет фоновая ионизация, обеспечиваемая быстрыми электронами, ускоряемыми за счет концентрации электрического поля на неоднородностях катода и на плазменных образованиях, возникающих на этих неоднородностях. Наличие быстрых электронов в объеме подтверждается тем, что при наносекундном разряде в газе атмосферного давления наблюдалось мягкое рентгеновское излучение (~ 10 кэВ) из объема [9, 10]. Есть основания считать, что это объемное

рентгеновское излучение обусловлено торможением быстрых электронов при лобовых столкновениях с атомами газа. Большая роль лобовых столкновений продемонстрирована в работах [11 – 13].

В данной работе проведено моделирование мягких рентгеновских спектров, излучаемых при движении от катода к аноду быстрых электронов, инжектированных в газ. Речь идет об электронах, имеющих энергию, большую энергии возбуждения K -оболочки атомов газа. Отметим, что ввиду того, что скорость быстрых электронов превышает скорость распространения лавины и стримера, вопросы, связанные с лавинно-стримерным переходом, здесь не рассматриваются.

Моделирование движения группы быстрых электронов, не взаимодействующих между собой, было проведено так же, как и в работах [12, 13], на основе одной из модификаций метода частиц (подробнее см. [14]). Электроны рождались в начале координат. На малых временных шагах решались уравнения движения всех рассматриваемых электронов, и разыгрывались упругие и неупругие столкновения с атомами. Также как в работах [12, 13] движение электронов между столкновениями рассматривалось на основе релятивистской механики с учетом силы торможения в приближении Бете. Однако ниже представлены результаты для нерелятивистского случая. В отличие от [12, 13] рассматривался слой газа конечной толщины d . Время наблюдения за электроном $t = 1$ нс, моделировалось движение $n = 5000$ электронов.

Ввиду того, что акты излучения фотона очень редки по сравнению с актами рассеяния, вводилась вероятность излучения “условного” фотона, превышающая вероятность излучения реального фотона в K раз. Акты излучения “условного” фотона не учитывались в динамике движения электрона, они использовались лишь для вычисления спектра тормозного излучения. Полученное таким путем число фотонов делилось в конце расчета на K .

Вероятность излучения “условного” фотона определялась выражением $P_K = 1 - \exp(-dl \cdot (N\sigma_K)K)$, где dl – путь, пройденный электроном за временной интервал dt ; σ_K – крамерсовское сечение излучения фотона. Для него использовалось выражение

$$\sigma_K(\epsilon_e) = \frac{16\pi}{3\sqrt{3}} \alpha Z^2 r_0^2 \cdot \left(\frac{1}{\beta^2(\epsilon_e)} - 1 \right) \epsilon_e \ll m_e c^2 \frac{8\pi}{3\sqrt{3}} \frac{e^6 Z^3}{\eta m_e c^3 \epsilon_e},$$

где ϵ_e – кинетическая энергия налетающего электрона; Z – заряд ядра атома; $\alpha = e^2/(\hbar c) \approx 1/137$; $r_0 = e^2/(m_e c^2)$. Спектр виртуальных фотонов (т.е. их распределение по энергии ϵ) полагался пропорциональным $1/\epsilon$.

Спектр энергии $I_\epsilon(\epsilon)$, излучаемой электроном при торможении в массивной мишени, согласно теории Крамерса, определяется следующим выражением [15]:

$$I_\epsilon(\epsilon) = \int_{\epsilon_0}^{\epsilon} \sigma_K(\epsilon_e) N \frac{dx}{d\epsilon_e} d\epsilon_e = \int_{\epsilon_0}^{\epsilon} \frac{\sigma_K(\epsilon_e)}{-F(\epsilon_e)} d\epsilon_e = C_\epsilon \cdot Z \cdot (\epsilon_0 - \epsilon), \quad (1)$$

$$C_\epsilon \approx \frac{4}{3\sqrt{3e/2 \ln(\epsilon/E_{cp})}} \cdot \frac{e^2}{\eta m_e c^3} \approx 10^{-8} (\text{эВ})^{-1}.$$

Здесь $F_{fr}(\epsilon_e) = N(2\pi e^4 Z/\epsilon_e) \sqrt{e/2 \ln(\epsilon_e/E_{cp})}$ – сила трения в нерелятивистском случае ($e \approx 2.72$); Z – число электронов в атоме нейтрального газа; N – плотность атомов нейтрального газа; E_{cp} – средняя энергия неупругих потерь; ϵ_0 – начальная энергия электрона. Для распределения по длинам волн $\lambda(\epsilon) = 2\pi\hbar c/\epsilon$ имеем $I_\lambda(\lambda) = I_\epsilon(\epsilon(\lambda))2\pi\hbar c/\lambda^2$.

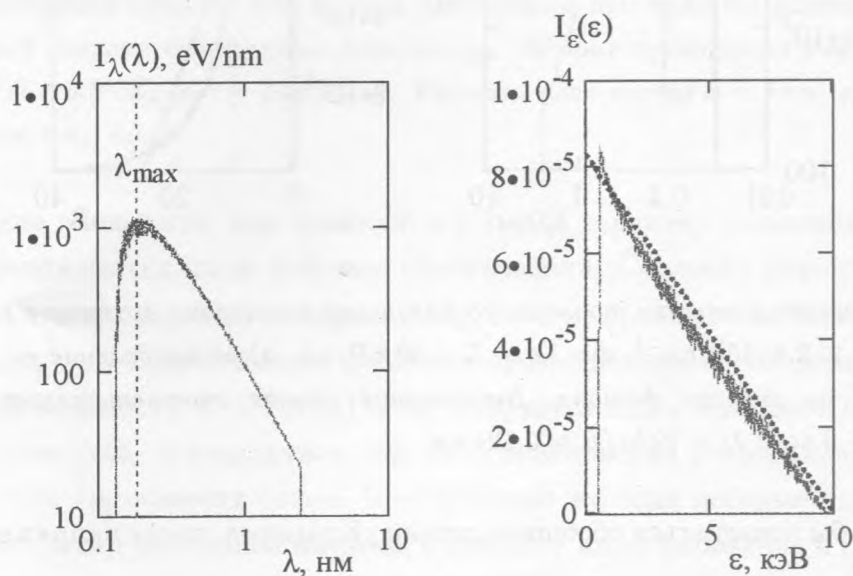


Рис. 1. Энергетический спектр тормозного излучения электрона в азоте в отсутствие внешнего поля: $\epsilon_0 = 10 \text{ кэВ}$, $N = 2 \cdot 2.5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$, $d = 1 \text{ см}$, $E = 0$. а) распределение по длине волны; б) распределение по энергии фотона. Пунктирная кривая соответствует выражению (1); $\lambda_{max} = (3/2)2\pi\hbar c/\epsilon_0 \approx 0.19 \text{ нм}$.

Как видно из рис. 1, результаты моделирования в отсутствие поля хорошо согласуются с теорией (1).

В сильном поле спектр деформируется. Появляется излучение в области $\lambda < \lambda_0 = 2\pi\hbar c/\epsilon_0$ (рис. 2). Однако в области энергий $\epsilon < \epsilon_0$ спектр сохраняет линейную зависимость типа (1). С повышением напряженности поля повышается общее количество испущенной электроном энергии E_{ph} и средняя энергия испущенных фотонов ϵ_{ph} . При этом общее число испущенных фотонов N_{ph} , начиная с некоторого значения поля, начинает падать (рис. 3).

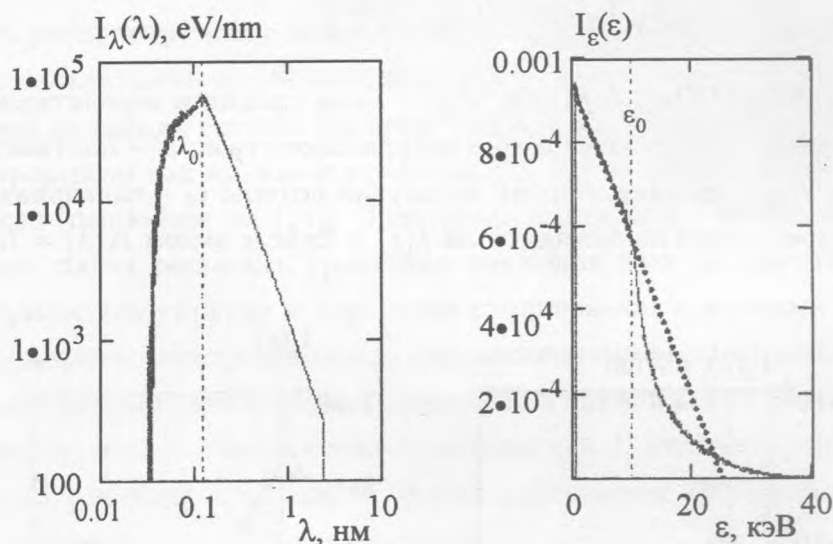


Рис. 2. Энергетический спектр тормозного излучения электрона в азоте в сильном поле: $\epsilon_0 = 10 \text{ кэВ}$, $N = 2 \cdot 2.5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$, $d = 1 \text{ см}$, $E = 50 \text{ кВ/см}$. а) распределение по длине волны; б) распределение по энергии фотона. Пунктирная кривая соответствует выражению $9 \cdot 10^{-8}(1/\epsilon V)(\epsilon - 0.4\epsilon_0)$; $\lambda_0 = 2\pi\hbar c/\epsilon_0 \approx 0.124 \text{ нм}$.

Можно было бы попытаться обобщить теорию Крамерса, введя напряженность поля в выражение (1):

$$I_\epsilon(\epsilon, E) = \int_{\epsilon_0}^{\epsilon} \frac{\sigma_K(\epsilon_e)N}{eE - F(\epsilon_e)} d\epsilon_e = C_\epsilon \cdot Z \cdot ZC_E \ln \left(\frac{1 - E\epsilon/ZC_E}{1 - E\epsilon_0/ZC_E} \right), \quad (2)$$

$$C_\epsilon \approx 2\pi\sqrt{e/2} \ln(\epsilon/E_{cp}) e^3 N \approx 4 \cdot 10 \text{ В/см} \cdot \epsilon \text{ В}.$$

Однако результаты моделирования показывают, что такое обобщение не дает правильного результата для больших полей. Для слабых же полей оно не представляет

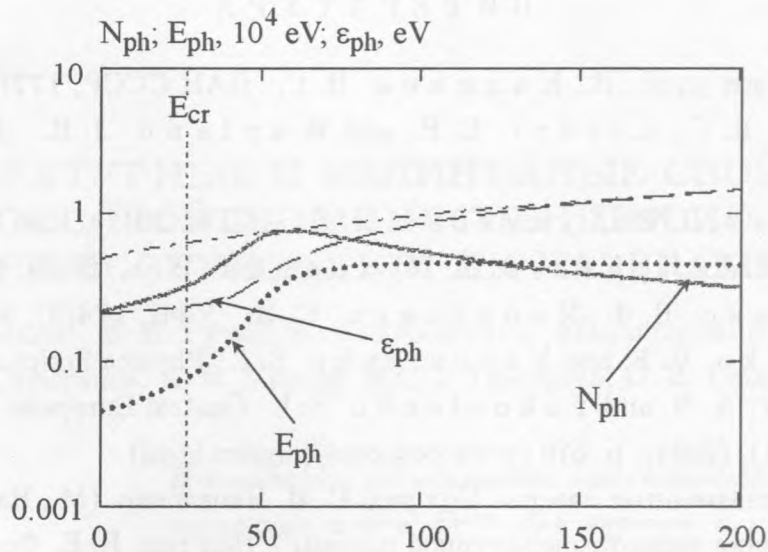


Рис. 3. Зависимость от напряженности поля числа фотонов N_{ph} (сплошная кривая) энергии E_{ph} (пунктирная кривая) испущенной электроном при пролете газового слоя азота, а также средней энергии испущенных фотонов ϵ_{ph} . Штрих-пунктирная линия – аппроксимация $4.7 \cdot 10^{-3} E + 0.5 \cdot E_{cr}(\epsilon_0) \approx 27 \text{ кВ/см}$. Толщина слоя азота $d = 1 \text{ см}$, время наблюдения за электроном $t = 1 \text{ нс}$.

интереса. Дело в том, что, как показано в [12, 13], характер движения электронов существенно осложняется из-за лобовых столкновений. Согласно упрощенному подходу электрон должен непрерывно набирать энергию при превышении полем критического значения $E_{cr}(\epsilon_e) = F(\epsilon_e)/e$. Однако даже при существенном превышении критического значения напряженности $E > E_{cr}(\epsilon_e)$ поля ускоряется лишь некоторая доля электронов. Остальные электроны в результате упругих столкновений разворачиваются и теряют энергию за счет торможения полем. В отсутствие же поля лобовые столкновения слабо влияют на спектр массивной мишени, поскольку интегрирование в (1) производится вдоль траектории электрона.

Отметим также, что существенное влияние поля на характеристики рентгеновского спектра происходит при $E \approx 2E_{cr}(\epsilon_0)$.

Итак, моделирование показывает, что в достаточно сильном поле рентгеновский спектр тормозного излучения электрона в плотном газе существенно изменяется по сравнению с известными спектрами рентгеновских трубок с массивными катодами. При этом существенно увеличивается излучаемая энергия.

Работа поддержана МНТЦ, грант N 2706.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Станкевич Ю. Л., Калинин В. Г. ДАН СССР, **177**(1), 72 (1967).
- [2] Noggle R. C., Krider E. P., and Wayland J. R. J. Appl. Phys., **39**, 4746 (1968).
- [3] Тарасова Л. В., Худякова Л. Н. ЖТФ, **39**(8), 1530 (1969).
- [4] Бабич Л. П., Лойко Т. В., Цукерман В. А. УФН, **160**(7), 49 (1990).
- [5] Тарасенко В. Ф., Яковленко С. И. УФН, **174**(9), 953 (2004).
- [6] Tarasenko V. F. and Yakovlenko S. I. Physica Scripta, **72**(1), 41 (2005).
- [7] Tkachev A. N. and Yakovlenko S. I. Central European Journal of Physics (CEJP), **2**(4), (2004), p. 579 (www.cesj.com/physics.html).
- [8] Газовые и плазменные лазеры. Под ред. С. И. Яковленко. (М., Наука, 2005). Серия "Энциклопедия низкотемпературной плазмы". Под ред. В. Е. Фортова.
- [9] Репин П. Б., Репьев А. Г. ЖТФ, **74**(7), 33 (2004).
- [10] Костыря И. Д., Тарасенко В. Ф., Ткачев А. Н., Яковленко С. И. ЖТФ, **76**, вып. 3, 64 (2006).
- [11] Ткачев А. Н., Яковленко С. И. Краткие сообщения по физике ФИАН, N 4, 36 (2005).
- [12] Ткачев А. Н., Яковленко С. И. Краткие сообщения по физике ФИАН, N10, 29 (2005).
- [13] Ткачев А. Н., Яковленко С. И. ЖТФ, **76**, вып. 5, 42 (2006).
- [14] Tkachev A. N. and Yakovlenko S. I. Laser Physics, **12**, No 7, 1022 (2002).
- [15] Блохин М. А. Физика рентгеновских лучей. М., ГИТТЛ, 1957.

Институт общей физики
им. А. М. Прохорова РАН

Поступила в редакцию 26 декабря 2005 г.