*Краткие сообщения по физике № 5 май 1970*

# ТОРМОЗНОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ МОЩНЫХ ИМПУЛЬСОВ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ПОЛНОСТЬЮ ИОНИЗОВАННОЙ ПЛАЗМЕ

С. Д. Захаров, В. Н. Файзулаев

1. При высокотемпературном нагреве плазмы мощным лазерным излучением[1] поглощение света происходит преимущественно в результате процесса, обратного тормозному излучению[2]. Соответствующий коэффициент поглощения $\mathcal{K}$ , которым обычно пользуются, не зависит от амплитуды электромагнитного поля[3]. При весьма больших потоках излучения, достигаемых в экспериментах по нагреву плазмы ультракороткими ($10^{-11} \div 10^{-12}$ сек) лазерными импульсами[4], влияние поля на поглощение может стать заметным настолько, что его необходимо учитывать. Кроме того, длительность импульсов может оказаться сравнимой с временем между столкновениями, что будет приводить к уменьшению поглощенной энергии. Мы вычислим $\mathcal{K}$ для полностью ионизованной плазмы при электрон-ионных столкновениях в сильном поле излучения, основываясь на результатах работы[5], а также определим влияние длительности импульса на поглощение.

2. Поле является сильным, если

$$\frac{eE}{m\omega} \gg \sqrt{\frac{kT}{m}} \qquad (1)$$

т.е. скорость осцилляций электронов $v_E$ много больше их тепловой скорости $v_T$ . В сильном поле $\mathcal{K}$ зависит от двух факторов. Из-за уменьшения частоты кулоновских столкновений $\mathcal{K}$ уменьшается с полем $\sim 1/E^3$. С другой стороны, многоквантовое поглощение[5] приводит к увеличению $\mathcal{K}$. Ниже будет показано, что зависимость $\mathcal{K}$ (E) определяется, в основном, частотой столкновений.

3. В[5] получено общее выражение для дифференциального сечения рассеяния с поглощением или излучением электроном n квантов поля:

$$d\sigma^n(\theta,\theta_0) = \frac{m^2\beta}{2\pi^2\hbar^4} J_n^2(\gamma\vec{e}(\vec{k}-\beta\vec{k}'))\left|\int U(\vec{r})\exp\left[i\,\frac{p}{\hbar}(\vec{k}-\beta\vec{k}')\vec{r}\right]\right|^2 d\Omega \qquad (2)$$

где $\theta_0$ и $\theta$ – угол падения и угол рассеяния; $\beta = \sqrt{1+2n\xi}$; $\xi = \hbar\omega/mv^2$; $J_n$ – функция Бесселя n-го порядка; $\gamma = eEv/\hbar\omega^2$; $\vec{e}$ – вектор поляризации волны; $\vec{k}$ и $\vec{k}'$ – единичные векторы импульса $\vec{p}$ падающего и рассеянного электрона; $U(\vec{r})$ – рассеивающий потенциал; $d\Omega$ – элемент телесного угла.

Выражение (2) справедливо при условиях

$$\frac{a}{\lambda} = \max\left\{\frac{v}{c},\ \frac{v_E}{c}\right\} \ll 1; \quad \frac{Ze^2}{\hbar v} \ll 1 \qquad (3)$$

(a – характерный размер излучающей системы, $\lambda = \frac{c}{\omega}$ – – длина волны излучения), что соответствует дипольному по полю и борновскому по потенциалу приближениям.

4. Выберем в качестве рассеивающего потенциала дебаевский:

$$U(r) = \frac{Ze}{r}\, e^{-\varkappa_0 r}$$

где $\varkappa_0$ – константа экранирования. В результате после интегрирования (2) по углам и переходя затем при $\omega > \omega_p = \left(\frac{4\pi n_e e^2}{m}\right)^{1/2}$ к коэффициенту поглощения

$$\mathcal{K} = \frac{8\pi\hbar\omega}{c(1-\omega_p^2/\omega^2)^{1/2}E^2}\, n_e n_i \langle v\sigma(v)\rangle$$

для максвелловского распределения электронов по скоростям в случае сильного поля приближенно получим:

$$\mathcal{K} = \frac{2^{8}\pi Z^{2} e^{8}\omega n_e n_i}{3cE^{3}(1-\omega_p^2/\omega^2)^{1/2}} \sum_{n=1}^{N_0} \frac{1}{n\eta^{3/2}} \ln \frac{\eta^{1/2} v_E}{n\, v_T} \tag{3}$$

$$\frac{v_E}{v_T} \gg 1; \qquad \frac{\hbar\omega}{mv_T^2} \ll 1$$

Здесь $\eta = 1 + \frac{\omega_p^2}{n^2\omega^2}$, а $N_0$ - максимальное число эффективно поглощаемых квантов, определяемое из условия:

$$N_0 \approx v_E / v_T$$

5. Аналогичным образом можно получить коэффициент поглощения для случая не очень сильных полей $v_E/v_T < 1$:

$$\mathcal{K} = \frac{2^{9/2}\pi^{1/2}}{9} \frac{Z^2 e^6 E_1(x_0) n_e n_i}{c(mkT)^{3/2}\omega^2(1-\omega_p^2/\omega^2)^{1/2}} \left[\frac{v_T^2}{\eta v_E^2} J_1^2\left(\frac{\eta^{1/2} v_E}{v_T}\right)\right] \tag{4}$$

$$\frac{v_E}{v_T} < 1$$

где $E_1(x_0) = \int_{x_0}^{\infty} \frac{e^{-t}}{t}\, dt$, $x_0 = \frac{mv_E^2}{2kT}$, а $J_1$ - функция Бесселя первого порядка.

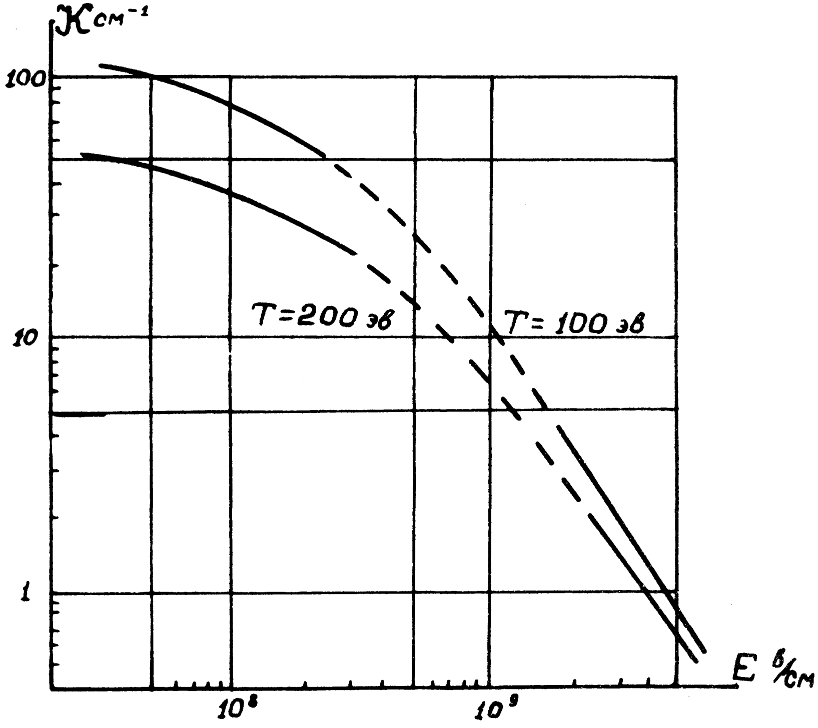
Для слабых полей расчёты дают:

$$\mathcal{K} = \frac{2^{9/2}\pi^{1/2}}{3^{3/2}} \frac{Z^2 e^6 n_e n_i}{c(mkT)^{3/2}\omega^2} \tilde{g}_{ff}; \qquad \frac{v_E}{v_T} \ll 1;$$

$$\tilde{g}_{ff} = \frac{\sqrt{3}}{\pi} \frac{1}{(1-\omega_p^2/\omega^2)^{1/2}} \ln\left(\frac{2kT}{1{,}78\hbar\omega}\right) \tag{5}$$

Как и следовало ожидать,(5) представляет собой выражение для коэффициента поглощения, которым обычно пользуются (см. напр.[3]), с логарифмическим множителем в борновском приближении.

6. На рис. 1 приведена зависимость $\mathcal{K}(E)$, рассчитанная по формулам (3,4) для $\lambda = 1$ мк, $Z = 1$ при




Р и с. 1. Зависимость коэффициента тормозного поглощения от напряженности электромагнитного излучения с длиной волны $\lambda = 1$ мк для плазмы с электронной концентрацией $n_e = 5.10^{20}$ см$^{-3}$ и $z = 1$.

$T = 100$, 200 эв. Пунктиром обозначена интерполяция в области $v_\varepsilon/v_T \approx 1$. При $v_\varepsilon/v_T \gg 1$ $\mathcal{K}$ падает приблизительно как $E^{-3}$. Это согласуется с результатами работы[6], полученными в классическом приближении на основе решения кинетического уравнения в сильном электромагнитном поле. Учёт многоквантовых процессов приводит к увеличению $\mathcal{K}$. При этом, как видно из (3), суммарный вклад от многоквантового поглощения сравним с одноквантовым и примерно $\sim \ln^2 E$.

7. При нагреве плазмы мощными лазерными импульсами поле является сильным, пока не произойдет одно эффективное столкновение, т.е. в течение времени $\tau_{эфф} = \frac{1}{\nu_{эфф}}$, где $\nu_{эфф} = \frac{cm\omega^2}{4\pi n_e e^2}\mathcal{K}(E)$. На этой стадии температура растёт линейно со временем. Спустя $\tau_{эфф}$ электроны приобретут тепловую энергию, сравнимую с энергией осцилляций и $\mathcal{K}$ следует определять по (4) и (5). В этой области $T \sim t^{2/5}$.

В случае ультракоротких лазерных импульсов их длительность $\tau$ может оказаться сравнимой с $\tau_{эфф}$. В этом случае в качестве коэффициента поглощения следует брать

$$W(\tau)\mathcal{K} = (1 - \exp[-\tau\nu_{эфф}])\mathcal{K}$$

где $W(\tau)$ - вероятность эффективного столкновения за время $\tau$. Для импульса неодимового лазера ($\lambda \doteq 1{,}06$ мк) с энергией 10 дж, $\tau = 10^{-12}$ сек, сфокусированного на мишень LiD в кружок диаметром 0,2 мм, при $n_e = 5 \cdot 10^{20}$ см$^{-3}$ в сильном поле $\mathcal{K} \simeq 5$ см$^{-1}$, а соответствующее $\tau_{эфф} \approx 3 \cdot 10^{-12}$ сек.

В заключение авторы выражают глубокую благодарность О. Н. Крохину, П. Г. Крюкову, Ю. В. Афанасьеву за обсуждение результатов и полезные замечания.

Поступила в редакцию
25 февраля 1970 г.

Литература

1. Басов Н. Г., Крохин О. Н., ЖЭТФ, 46, 171 (1964).
2. Dawson J.M. Phys. Fluids, 7, 981 (1964).
3. Спитцер Л. Физика полностью ионизованного газа. МИР, 1965.
4. Басов Н. Г., Захаров С. Д., Крюков П. Г., Сенатский, Ю. В., Чекалин С. В., Письма ЖЭТФ, 8, 26 (1968).
5. Бункин Ф. В., Федоров М. В., ЖЭТФ, 49, 10 (1965).
6. Силин В. П., ЖЭТФ, 47, 2254 (1964).