3. Бурбулявичус Л. И., Зарифьянц Ю. А., Карягин С. Н., Киселев В. Ф. «Кинетика и катализ», 14, 1526, 1973.
4. Лебедев Я. С., Муромцев В. И. «ЭПР и релаксация стабилизированных радикалов». М., 1972.
5. Searl J. W., Smith R. C., Wuard S. J. Proc. Phys. Soc., A78, 1174, 1961.
6. Бондаренко А. В. «Вестн. Моск. ун-та», физ., астрон., № 6, 58, 1968.
7. Евреинов В. И. Реферат канд. диссертации. М., 1974.
8. Бонч-Бруевич В. Л. ЖЭТФ, 59, 985, 1970; 61, 1168, 1971.
9. Лу Тун-син, Раппопорт В. Л. «Вестн. Ленингр. ун-та», сер. физ. хим., № 10, 45, 1966.

Поступила в редакцию
20.3 1974 г.

Кафедра общей физики
для химфака

УДК 539.122

Ю. Г. ПАВЛЕНКО, А. М. ВОЛОЩЕНКО, Е. Н. ГУМИНОВ

ИНДУЦИРОВАННОЕ ТОРМОЗНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ НЕРЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ НА МАГНИТНОМ МОМЕНТЕ

В связи с развитием квантовой электроники значительно возрос интерес к получению отрицательного поглощения за счет переходов между состояниями непрерывного энергетического спектра электронов. Одной из имеющихся здесь возможностей является вынужденный тормозной эффект при рассеянии электронов на кулоновском центре [1, 2].

В настоящей заметке рассмотрено дипольное индуцированное излучение нерелятивистских электронов при рассеянии на магнитном моменте. Ограничимся $[\mu r]$ случаем слабой внешней волны, когда основной вклад вносят индуцированные переходы с излучением или поглощением одного фотона (т. е. линейным индуцированным тормозным эффектом [2]); поле магнитного диполя будем учитывать в борновском приближении, а также отбросим спиновые члены. В этом приближении гамильтониан взаимодействия H_{int} имеет вид

$$H_{int}=-\frac{e}{m_0c}\,[\widehat{\mathbf{p}}\,(\mathbf{A}_{(\mu)}+\mathbf{A}_{\rm rad})]+\frac{e^2}{m_0c^2}\,(\mathbf{A}_{(\mu)}\,\mathbf{A}_{\rm rad}),$$

$$\mathbf{A}_{(\mu)}=\frac{[\boldsymbol{\mu}\,\mathbf{r}]}{r^3}.$$

Здесь $\boldsymbol{\mu}$ — магнитный момент рассеивающего центра.

Для матричного элемента тормозного излучения фотона с волновым вектором $\mathbf{k}$ и поляризацией $\mathbf{e}$ получим

$$S_{fi}=\frac{2\pi i}{\hbar}\left(\frac{e}{m_0c}\right)^2\sqrt{\frac{4\pi\hbar c^2}{2\omega}}\,\frac{4\pi\hbar}{iq^2}\times$$
$$\times\left\{(\mathbf{p}'\,[\boldsymbol{\mu}\,\mathbf{p}])\,\frac{(\mathbf{q}\mathbf{e}^*)}{\omega}+m_0\hbar\,(\mathbf{q}\,[\boldsymbol{\mu}\,\mathbf{e}^*])\right\}\delta(E-E'-\hbar\omega),\quad \mathbf{q}=\mathbf{p}'-\mathbf{p}. \qquad (1)$$

Здесь E' и $\mathbf{p}'$ — конечные энергия и импульс электрона.

Используя (1), для сечения спонтанного тормозного получения получим

$$d\sigma=\frac{1}{\hbar^3c^5}\,\frac{e^4}{\pi^2m_0^2}\,\frac{p'}{p}\,\frac{1}{q^4}\left|\left(\mathbf{p}'\,[\boldsymbol{\mu}\mathbf{p}]\right)(\mathbf{q}\mathbf{e})+m_0\hbar\omega\,(\mathbf{q}\,[\boldsymbol{\mu}\mathbf{e}])\right|^2\frac{d\omega}{\omega}\,dO_{\mathbf{k}}\,dO_{\mathbf{p}'}.$$

Рассмотрим случай рассеяния моноэнергетического пучка электронов, обладающих импульсом $\mathbf{p}$ и плотностью N_e (т. е. с функцией распределения $f(\mathbf{P})=N_e\delta(\mathbf{P}-\mathbf{p})$) на мишени с плотностью рассеивающих центров N. (Предполагается, что все магнитные диполи ориентированы одинаково.) При этом подразумевается, что N_e и N не слишком велики и акты рассеяния можно считать независимыми. Суммарный эффект удобно характеризовать коэффициентом поглощения α [2], который равен

$$\alpha = \frac{N_e N \hbar\omega}{I_{\mathbf{k},\mathbf{e}}} \frac{p}{m_0} (\sigma_{\text{погл}} - \sigma_{\text{изл}}).$$

Здесь $I_{\mathbf{k},\mathbf{e}}$ — интенсивность падающего излучения с волновым вектором $\mathbf{k}$ и поляризацией $\mathbf{e}$.

Так как поле магнитного диполя учитывается в борновском приближении, то величина ξ, характеризующая потери энергии электрона в акте излучения, должна быть мала:

$$\xi = \frac{\hbar\omega m_0}{p^2} \ll 1.$$

Интегрируя сечение по углам конечного импульса электрона и используя закон сохранения

$$\frac{p^2}{2m_0} - \frac{p'^2}{2m_0} = \pm \hbar\omega,$$

где верхний знак соответствует излучению, а нижний поглощению фотона частоты ω, а также разлагая по $\xi \ll 1$, получим для коэффициента поглощения $\alpha^{(\mu)}$ следующее выражение[1]:

$$\alpha^{(\mu)} = \frac{8\pi^2 N_e N e^4 \mu^2 p}{\hbar^2 \omega^2 m_0^2 c^3} \{[\mathbf{mn}]^2 \,|\, [\mathbf{en}]\,|^2 + 2\,|\,(\mathbf{ne})\,|^2\,(\mathbf{nm})\,((\mathbf{ne}^*)\,(\mathbf{me}) + (\mathbf{ne})\,(\mathbf{me}^*))\}, \qquad (2)$$

$$\boldsymbol{\mu} = \mu\,\mathbf{m}, \quad \mathbf{p} = p\mathbf{n}.$$

Из (2) следует, что в данном приближении, за исключением случая, когда $[\mathbf{mn}]=0$ и соответственно $\alpha^{(\mu)} = 0$, происходит поглощение ($\alpha^{(\mu)} > 0$) падающего излучения. Максимальный коэффициент поглощения достигается при $|(\mathbf{ne})|^2 = 1$, $[\mathbf{mn}]^2 = 1$.

Для случая, когда направления магнитных моментов рассеивающих центров распределены хаотически, соответствующее выражение для коэффициента поглощения $\overline{\alpha}^{(\mu)}$ можно получить, усредняя в (2) по направлению $\mathbf{m}$,

$$\overline{\alpha}^{(\mu)} = \frac{16\pi^2 N_e N e^4 \mu^2 p}{3\hbar^2 \omega^2 m_0^2 c^3} (1 + |\,[\mathbf{ne}]\,|^2).$$

Следует сказать несколько слов о случае, когда рассеивающий центр обладает магнитным моментом $\boldsymbol{\mu}$ и зарядом Ze. Легко убедиться, что для рассеяния заряженных (бесспиновых) частиц интерференционный член в сечении тормозного излучения отсутствует. Это является следствием того, что Фурье-образ кулоновского взаимодействия действительный, а взаимодействия с магнитным моментом чисто мнимый. Поэтому общий коэффициент поглощения будет равен сумме $\alpha^{(\mu)} + \alpha^{(e)}$ (выражение для $\alpha^{(e)}$ см., например, в [2]). Однако если $\mu \sim \frac{e\hbar}{2Mc}$, то отношение

$$\frac{\alpha^{(\mu)}}{\alpha^{(e)}} \sim \frac{1}{Z^2} \left(\frac{m_0}{M}\right)^2 \left(\frac{v}{c}\right)^4 \ln^{-1} \frac{1}{\xi}.$$

В заключение авторы выражают благодарность участникам семинара проф. А. А. Соколова за обсуждение.

---

[1] При этом в отличие от случая тормозного эффекта на кулоновском центре члены $\sim \ln 2/\xi$ (см. [2], формулы (2.14)) отсутствуют и формула (2) верна с точностью до членов $\sim \xi^2 \ln\xi$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Marcuse D. Bell. Sist. Techn. J., **41**, 1557, 1962.
2. Бункин Ф. В., Казаков А. Е., Федоров М. В. «Успехи физических наук», **107**, 560, 1972.

Поступила в редакцию
23.5 1974 г.

Кафедра
теоретической физики

УДК 538.56

А. И. КОСТИЕНКО, А. Ф. КОРОЛЕВ

К ВОПРОСУ О МОЩНОСТИ И ЭЛЕКТРОННОМ КПД МЦР

Для мощности индуцированного излучения одного электрона в однородном магнитном поле квантовомеханическим [1 и 2] и квазиклассическим путем [3] была найдена формула (линейно-поляризованная волна):

$$P = \frac{e^2 E_0^2 \tau}{2m_0 (1 + x^2)} \left\{1 + 2\beta_\perp^2 \frac{\tau\Omega x}{1 + x^2}\right\}, \tag{1}$$

где E_0 — амплитуда электрического поля электромагнитной волны, взаимодействующей с электроном, τ — время жизни электрона в возбужденном состоянии, e и m_0 — заряд и масса электрона, Ω — циклотронная частота, $\beta_\perp = v_\perp / c$, $v_\perp$ — составляющая скорости электрона, перпендикулярная внешнему магнитному полю $\mathbf{H}_0$, величина x согласно [3] определяется формулой

$$x = 2\tau(\omega_n - \omega);$$

$$\omega_n = \Omega\left(1 - \frac{n\hbar\Omega}{m_0 c^2}\right) = \Omega\left(1 - \frac{W_\perp}{m_0 c^2}\right), \tag{2}$$

n — квантовое число уровня, с которого совершаются переходы на соседние уровни $n-1$ или $n+1$, $W_\perp$ — энергия вращения электронов вокруг $\mathbf{H}$.

Формула (1) позволяет вычислить мощность излучения с единицы длины электронного потока, если не учитывать взаимодействия отдельных электронов между собой. Для не слишком плотных электронных потоков это вполне допустимо.

Если на единице длины вдоль магнитного поля $\mathbf{H}_0$ имеется в каждый момент N_e электронов, то сила тока электронного пучка в области взаимодействия может быть выражена формулой

$$I = e N_e v_\parallel, \tag{3}$$

где $v_\parallel = v \cos\theta$, $v_\parallel$ — скорость электрона вдоль $\mathbf{H}_0$, v — полная скорость электрона, θ — угол между $\mathbf{v}$ и $\mathbf{H}_0$.

В свою очередь для $\beta_\perp^2$ можем написать

$$\beta_\perp^2 = v_\perp^2 / c^2 = \frac{2m_0 v_\perp^2}{2m_0 c^2} = \frac{2W_\perp}{m_0 c^2}. \tag{4}$$

Подставляя в (1) вместо $\beta_\perp^2$ его выражение из (4), а также другие найденные величины, будем иметь для излучения N_e электронов

$$P = \frac{e^2 E_0^2 \tau I}{2m_0 (1 + x^2) v \cos\theta} \left\{1 + \frac{4W_\perp}{m_0 c^2} \frac{\tau\Omega x}{1 + x^2}\right\}. \tag{5}$$

Исходя из выражения (5) попытаемся найти выражение для части мощности электронного пучка, преобразующейся в мощность электромагнитного излучения, а также решить вопрос о величине электронного к. п. д.

Из формулы (5) следует, что предельным условием индуцированного излучения является равенство