

пия магнетокалорического эффекта: наибольшую величину ΔT имеет в базисной плоскости, наименьшую — вдоль оси c . Кроме того, видно, что магнетокалорический эффект имеет положительный знак. Как известно, в области вращения вектора I_s магнетокалорический эффект имеет отрицательный знак [4]. Следовательно, мы вправе сделать вывод о том, что при комнатной температуре в исследуемом гексаферрите ΔT -эффект обусловлен парапроцессом. Такое предположение подтверждается также тем, что в районе температуры Кюри наблюдается также положительный ΔT -эффект, который в этой области температур, безусловно, обусловлен парапроцессом.

Отметим также, что анизотропия магнетокалорического эффекта наблюдается и в районе температуры Кюри (см. рис. 3б). При этом характер анизотропии при комнатной температуре и в районе точки Кюри остается неизменным, а это, в свою очередь, говорит о том, что анизотропия ΔT -эффекта является следствием анизотропии парапроцесса.

Из самого характера кривых $\Delta T(T)$, которые плавно изменяются при повышении температуры и не обнаруживают резкого спада даже выше точки Кюри (см. рис. 1 и 2), следует, что парапроцесс в исследуемом гексаферрите имеет большую величину в широком интервале температур. Иными словами, ход этих кривых свидетельствует о «размытости» магнитного превращения в гексаферрите Zn_2Y .

Отметим, что кривые $\sigma_s(T)$ для гексаферритов, имеющие пологий ход [1], напоминают соответствующие кривые для инварных сплавов [5].

Эта «размытость» магнитного превращения должна быть приписана, по-видимому, наличию в исследуемом гексаферрите ослабленных обменных взаимодействий.

ЛИТЕРАТУРА

1. Смит Я., Вейн Х. Ферриты, гл. 9. М., ИЛ, 1962.
2. Королева Л. И. Реферат кандидат. диссертации. МГУ, 1968.
3. Белов К. П., Талалаева Е. В., Черникова Л. А., Ивановский В. И. «Письма в ЖЭТФ», вып. 11, 423, 1968.
4. Ивановский В. И., Денисов П. П. «Изв. вузов», физика, № 3, 135, 1966.
5. Белов К. П. Упругие, тепловые и электрические явления в ферромагнетиках. М., Гостехиздат, 1967.

Поступила в редакцию
13.11 1970 г.

Кафедра
общей физики для биологов

УДК 538.3 : 530.145

В. Ч. ЖУКОВСКИЙ, И. ХЕРРМАНН

НЕКОТОРЫЕ КВАНТОВЫЕ ПРОЦЕССЫ В ПОЛЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ И ПОСТОЯННОМ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОМ ПОЛЕ

В данной заметке мы рассмотрим комптон-эффект, вынужденный комптон-эффект и рождение пар двумя фотонами в постоянном электромагнитном поле. Для этого вначале решим вспомогательную задачу — излучение фотонов электроном, движущимся одновременно в постоянном скрещенном поле ($\vec{E} \perp \vec{H}$, $|\vec{H}| = |\vec{E}|$) и в поле плоской циркулярно-поляризованной электромагнитной волны, распространяющейся вдоль направления $n \parallel [\vec{E}\vec{H}]$. Такие поля можно задать 4-потенциалом

$$A = A_1 + A_2,$$

$$A_1 = b' \cos(\varphi + \alpha) + \lambda b'' \sin(\varphi + \alpha), \quad (1)$$

$$A_2 = (nx)B, \quad \varphi = k^\circ x^\circ - \vec{k} \vec{x} = (kx), \quad k = \omega n,$$

где $n^2 = n_\mu n^\mu = 0$, $\lambda = \pm 1$ — поляризация волны, $b'^2 = b''^2$, $(b'b'') = (kb') = (kb'') = 0$, $(Bn) = 0$, B — постоянный вектор (здесь и в дальнейшем $c = \hbar = 1$).

Излучение фотона рассмотрим по теории возмущений, используя в качестве невозмущенных функций решения уравнения Дирака в поле (1), найденные согласно работе Волкова [1]. Инвариантную вероятность излучения, отнесенную к единице 4-объема, получим, следуя методу Никишова и Ритуса. Указанный метод был исполь-

зван ими ранее для расчета излучения электрона, движущегося по отдельности в скрещенном поле [2] и в циркулярно-поляризованной волне [3]. Окончательное выражение для вероятности приведем лишь в наиболее интересном случае слабой волны, когда $\xi^2 = -\frac{e_0^2 b^2}{2m} \ll 1$, что соответствует условию применимости теории возмущений

$$\omega(\chi, \kappa_1) = \frac{2e^2 m^2}{\sqrt{\pi} p_0} \int_0^\infty \frac{du}{(1+u)^2} (\omega^0 + \omega^{(1)} + \omega^{(2)}), \quad (2)$$

$$\omega^0 = \frac{1}{2} \int_z^\infty \Phi(z) dz + \frac{1}{z} \left(1 + \frac{u^2}{2(1+u)} \right) \Phi'(z),$$

$$\omega^{(1,2)} = \xi^2 \left\{ f_1 \int_{z_{1,2}}^\infty \Phi(z) dz + f_2 \Phi'(z_{1,2}) + f_3 \Phi(z_{1,2}) \right\},$$

где $z = (u/\chi)^{2/3}$, $z_{1,2} = z \left(1 \pm \frac{\kappa_1}{u} \right)$, $\Phi(z)$ — интеграл Эйри [4],

$$f_1 = \frac{1}{8} \left\{ 2 + \frac{u^2}{1+u} + 4 \frac{u}{\kappa_1} \left(\frac{u}{\kappa_1} \pm 1 \right) - 4 \left(\frac{u}{\kappa_1} \right)^2 \left(\frac{2\chi}{\kappa_1} \right)^2 \right\},$$

$$f_2 = - \left(\frac{u}{\kappa_1} \right)^{4/3} \left(\frac{\chi}{\kappa_1} \right)^{2/3} \left\{ 4 \left(\frac{\chi}{\kappa_1} \right)^2 + \frac{u^2}{2(1+u)} \left(1 + 4 \frac{\chi^2}{\kappa_1^2} \right) \right\},$$

$$f_3 = \left(\frac{u}{\kappa_1} \right)^{2/3} \left(\frac{\chi}{\kappa_1} \right)^{4/3} \left\{ 3 \pm 2 \frac{u}{\kappa_1} + \frac{u^2}{2(1+u)} \left(3 \pm 4 \frac{u}{\kappa_1} \right) \right\}.$$

Вероятность (2) зависит от инвариантных параметров

$$\chi = \frac{e_0}{m^3} \sqrt{-(F_{\mu\nu} p^\nu)^2}, \quad \kappa_1 = \frac{2(k\rho)}{m^2}, \quad (3)$$

где $F_{\mu\nu}$ — тензор скрещенного поля, p^ν — импульс электрона, а инвариантная переменная $u = \frac{\chi - \chi'}{\chi'}$ связана с переменной $\chi' = \frac{e_0}{m^3} \sqrt{-(F^{\mu\nu} p'_\nu)^2}$.

Функция ω^0 не зависит от ξ и описывает спонтанное излучение в скрещенном поле [2], а $\omega^{(2)}$ и $\omega^{(1)}$, пропорциональные ξ^2 , описывают соответственно комптон-эффект в скрещенном поле и так называемый вынужденный комптон-эффект, т. е. испускание электроном под действием падающей волны с частотой ω двух фотонов с энергиями ω и ω' .

Обратимся к основной задаче — исследованию процессов в произвольном постоянном поле и плоской электромагнитной волне, имеющей произвольное относительно поля направление. Рассмотрим случай слабой волны $\xi \ll 1$. Инвариантная вероятность, отнесенная к единице 4-объема, зависит лишь от инвариантных параметров, т. е.

$$\omega = \omega(\chi, \kappa_1, f_1, f_2, v_1, v_2, \chi_1^2), \quad (4)$$

где

$$f_1 = \frac{e^2 F_{\mu\nu}^2}{m^4}, \quad v_1 = -\frac{e_0 F^{\mu\nu} p_\mu k_\nu}{m^4},$$

$$f_2 = \frac{e^2 F_{\mu\nu}^* F^{\mu\nu}}{m^4}, \quad v_2 = -\frac{e_0 F^{\mu\nu*} p_\mu k_\nu}{m^4}, \quad \chi_1^2 = -\frac{e^2 (F_{\mu\nu} k^\nu)^2}{m^6}.$$

Параметры χ и κ_1 определены соотношением (3), причем $F_{\mu\nu}$ теперь уже тензор произвольного постоянного поля, а $F_{\mu\nu}^* = \frac{1}{2} \varepsilon_{\mu\nu\lambda\rho} F^{\lambda\rho}$.

Вероятность (4) в общем случае неизвестна, однако нами найдено ее значение (2) в специальном случае скрещенного поля (1), когда $f_1=f_2=v_1=v_2=\chi_1=0$. Покажем, что формула (2) может быть использована для характеристики процессов не только в специальном случае (1), но также и в довольно общем случае. Пусть напряженность электромагнитного поля B , энергия электрона $p_0 = \frac{m}{\sqrt{1-\beta^2}}$ и энергия фотона ω подчиняются условиям

$$B \ll B_0 = \frac{m^2}{e_0}, \quad p_0 \gg m, \quad \frac{\omega(1-\beta \cos \Omega)}{\sqrt{1-\beta^2}} \gg \omega_0 = \frac{e_0 B}{m}, \quad (5)$$

где $B_0 \approx 4,4 \cdot 10^{13}$ — «критическое» поле, а Ω — угол между начальными импульсами электрона и фотона. Эти условия выполняются для всех реально осуществимых полей B , для ультрарелятивистских электронов и частот волны в диапазоне видимого или рентгеновского излучения. Угол Ω должен быть при этом не слишком мал. Тогда для параметров, характеризующих вероятность (4), получаем

$$\chi^2, \kappa_1^2 \gg |f_1|, |f_2|, v_1^2, v_2^2, \chi_1^2, \\ |f_1|, |f_2|, v_1^2, v_2^2, \chi_1^2 \ll 1. \quad (6)$$

Таким образом, при выполнении указанных условий формула (2) описывает вероятность спонтанного излучения, комптон-эффекта в произвольном постоянном поле и в поле электромагнитной волны произвольного направления.

В случае, когда внешним полем является однородное магнитное поле \vec{H} , имеем для эффекта Комптона

$$\chi = \frac{H}{H_0} \frac{p_0}{m}, \quad u = \frac{\omega' - \omega}{p_0 - \omega' + \omega} \quad (7)$$

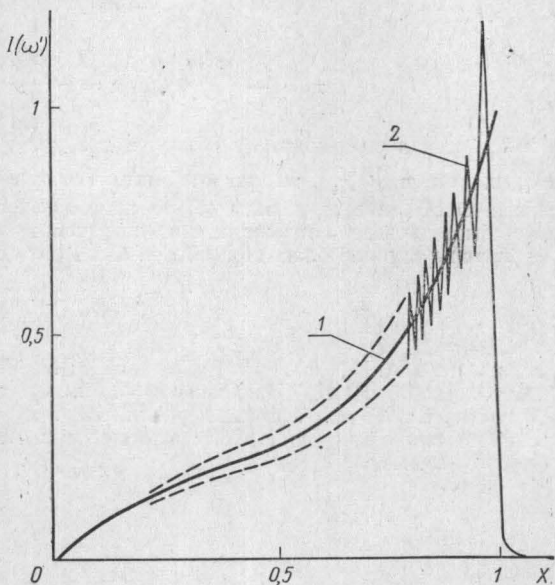
(для вынужденного эффекта следует изменить знак перед ω). Отсюда следует, что распределению по u соответствует спектральное распределение. На рис. изображено спектральное распределение комптон-эффекта при столкновении электрона и фотона, движущихся навстречу друг другу перпендикулярно магнитному полю.

Как видно, в присутствии магнитного поля распределение, в отличие от формулы Клейна—Нишины, приобретает осциллирующий характер. Частота осцилляций возрастает с уменьшением энергии испущенного γ -кванта.

Функция ω^0 в магнитном поле описывает вероятность синхротронного излучения и совпадает с хорошо известным результатом [5].

Выше были рассмотрены такие процессы, когда в начальном состоянии имеется электрон и фотон. Аналогично может быть рассмотрен процесс с двумя фотонами в начальном состоянии, т. е. рождение пары. Вероятность имеет вид

$$\omega = \frac{e^2 m^2}{\sqrt{\pi} l_0} \xi^2 \int_1^{\infty} \frac{du}{u \sqrt{u(u-1)}} \left(\frac{4u}{\kappa_1} \right)^2 \left(\frac{2u}{\kappa} \right)^{1/3} \omega^{(3)},$$



Спектральное распределение интенсивности $I(\omega')$ для эффекта Комптона в магнитном поле. 1 — распределение без магнитного поля (формула Клейна — Нишины), 2 — распределение в магнитном поле $H=10^6$ эрст, $\omega=1,78$ эв, $p_0=6 \cdot 10^9$ эв, $\Omega=\pi$, $x = \frac{\omega'}{\omega_{\max}}$, $\omega_{\max} = p_0 \frac{\kappa_1}{1+\kappa_1} = 8,4 \cdot 10^8$ эв. Пунктиром обозначена огибающая осциллирующей кривой 2. Величина интенсивности дана в относительных единицах

$$\omega^{(3)} = \frac{\kappa}{2^{2/3}} \left[1 + \left(\frac{\kappa}{\kappa_1} \right)^2 \left(4 - \frac{2}{u} \right) \right] \Phi'(y) + \left[\frac{3\kappa_1}{u} (1 - 2u) - \right. \\ \left. - 8(1 - 4u) \right] \left(\frac{\kappa}{u} \right)^{2/3} \frac{\kappa}{\kappa_1} \Phi(y) + \left(\frac{\kappa}{2u} \right)^{1/3} \left[-2 \left(\frac{\kappa}{\kappa_1} \right)^2 + \right. \\ \left. + \frac{1}{2} \left(1 - \frac{\kappa_1}{4u} \right) + (1 - 2u) \left(\frac{\kappa_1}{4u} \right)^2 \frac{1}{4} \right] \int_y^\infty \Phi(y) dy,$$

где

$$y = \left(\frac{4u}{\kappa} \right)^{2/3} \left(1 - \frac{\kappa_1}{4u} \right), \quad u^2 = \frac{\kappa^2}{4\chi'(\chi - \chi')},$$

$$\kappa_1 = -\frac{2(kl)}{m^2}, \quad \kappa = \frac{e_0 \sqrt{-(F_{\mu\nu} l^{\nu})^2}}{m^3},$$

l_μ и k_μ 4-импульсы γ -кванта и волны, а для χ и χ' справедливы прежние формулы, в которых под p_μ и p'_μ следует понимать 4-импульсы электрона и позитрона соответственно. Обобщение результата (8) на произвольное постоянное электромагнитное поле может быть проведено так же, как и для рассмотренных выше процессов.

Авторы глубоко благодарны А. А. Соколову за постоянное внимание к работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Volkov D. Zs. Phys., **94**, 250, 1935.
2. Никишов А. И., Ритус В. И. ЖЭТФ, **46**, 1768, 1964.
3. Нарожный Н. Б., Никишов А. И., Ритус В. И. ЖЭТФ, **47**, 930, 1964.
4. Яковлева Г. Д. Таблицы функций Эйри и их производных. М., «Наука», 1969.
5. Синхротронное излучение. Сб. статей под ред. А. А. Соколова и И. М. Тернова. М., «Наука», 1966.

Поступила в редакцию
18.11 1970 г.

Кафедра
теоретической физики

УДК 551.465.15

Н. К. ШЕЛКОВНИКОВ

О ТАРИРОВКЕ ТЕРМОГИДРОМЕТРОВ

Тарировка термогидрометров, как правило, производится в лотках, оборудованных специальными устройствами, позволяющими производить равномерное перемещение датчика относительно неподвижной воды. Чувствительность в этом случае [1] определяется, как $S = \frac{\Delta V}{\Delta l}$, где $\Delta V = V_2 - V_1$ — изменение скорости протяжки в лотке (в спокойной воде), Δl — смещение указателя регистрирующего прибора, соответствующее данному ΔV .

Такой метод тарировки достаточно сложен по своему исполнению и требует большого числа тарировочных кривых, соответствующих различным режимам работы термогидрометра. Кроме того, условия тарировки и условия, при которых осуществляется регистрация пульсаций скорости, различны. Это различие вызвано турбулентностью в исследуемом потоке. Учесть влияние турбулентности на показания термогидрометра довольно трудно, поэтому часто оно вообще не учитывается, что, конечно, приводит к погрешностям в измерениях.

Для выяснения степени влияния турбулентности на показания приборов при определении средней скорости потока в [2] были проведены измерения профиля средней скорости в следе за цилиндром и в зоне смещения в аэродинамической трубе. Интенсивность турбулентности потока измерялась одновременно миниатюрной трубкой Пито—Кармана и пленочным датчиком, который предварительно был протарирован с помощью трубки Пито—Кармана в лотке с малой интенсивностью турбулентности. Во-