Вестник
МОСКОВСКОГО УНИВЕРСИТЕТА
№ 6 — 1972

1

УДК 539.126

О. Ф. ДОРОФЕЕВ, В. Р. ХАЛИЛОВ

К ВОПРОСУ О СОСТОЯНИИ «НАМАГНИЧЕННЫХ» ЭЛЕКТРОНОВ НА НИЗКИХ КВАНТОВЫХ УРОВНЯХ

Как известно [1], электрон в магнитном поле в результате спонтанного излучения довольно быстро переходит в состояния, характеризуемые малыми значениями квантового числа n. Однако если электрон поляризован, то времена перехода с уровня $n=1$ на уровень $n=0$ могут существенно отличаться в тех случаях, когда спин электрона, находящегося на уровне $n=1$, будет иметь разные проекции на направление магнитного поля. Действительно, в состоянии $n=0$ спин электрона может быть ориентированным только противоположно направлению вектора напряженности магнитного поля, поэтому электрон со спином, ориентированным параллельно или антипараллельно вектору напряженности магнитного поля, с уровня $n=1$ может спонтанно перейти на уровень $n=0$ с переворотом спина или без переворота спина. Времена указанных спонтанных переходов зависят от величины напряженности магнитного поля в случае

$$H \ll H_0 \left(H_0 = \frac{m^2c^3}{e_0\hbar} = 10^{13}\ э \right),$$

а их отношение определяется формулой $\dfrac{\tau^{\uparrow\uparrow}}{\tau^{\uparrow\downarrow}} = \dfrac{H}{H_0}$, где $\tau^{\uparrow\uparrow}$ обозначает время перехода без переворота спина, а $\tau^{\uparrow\downarrow}$ время перехода с переворотом спина. Например, в магнитном поле величины напряженности $H = 10^4$ *э*, $\tau^{\uparrow\uparrow} \sim 5$ *сек*, а $\tau^{\uparrow\downarrow} \sim 10^{10}$ *сек*.

Совокупность невзаимодействующих электронов (электронный газ) в магнитном поле, напряженность которого $H \ll H_0$, достаточно быстро приходит в состояние с двумя квантовыми уровнями, если излучение отводится. При этом электроны, находящиеся на этих квантовых уровнях, имеют противоположную ориентацию спинов, а уровень $n=1$ для электронов, спин которых ориентирован параллельно вектору напряженности магнитного поля, является метастабильным.

С увеличением напряженности магнитного поля метастабильность уровня $n=1$ уменьшается, и при $H \geqslant H_0$ вероятности соответствующих переходов сравниваются. Заметим, что энергия электрона при этом будет релятивистской, так как при $H \sim H_0$ она порядка mc^2 и далее увеличивается с ростом H. В слабых полях $H \ll H_0$ энергия электрона становится релятивистской при очень больших значениях квантового числа $n \sim 10^{15}$, однако в этом случае различие во временах переходов $\tau^{\uparrow\uparrow}$ и $\tau^{\uparrow\downarrow}$ весьма существенно [2] и их отношение имеет порядок 10^{-9}.

Основными процессами, которые могут нарушить распределение электронов по уровням $n=0$ и $n=1$, являются меллеровское рассеяние электронов данных уровней и взаимодействие электронов с атомами и молекулами остаточного газа.

Вероятность перехода электрона из одного состояния в другое (в нерелятивистском приближении) при меллеровском рассеянии с изменением квантового числа n дается выражением

$$w = \frac{\alpha^2}{2\pi} \frac{c^2}{L^2\omega_0} \int_0^{2\pi} d\varphi' \left| AB \int_{-\infty}^{\infty} d\eta \frac{I_{mn} I_{m'n'}}{\eta^2 + \eta_n^2} - A'B' \int_{-\infty}^{\infty} d\eta \frac{I_{mn'} I_{m'n}}{\eta^2 + \eta_0^2} \right|^2. \quad (1)$$

Здесь

$$A = \frac{1+\zeta_1\zeta_1'}{2}(-1)^{\frac{m-n}{2}}, \quad B = \frac{1-\zeta_2\zeta_2'}{2}(-1)^{\frac{m'-n'}{2}}, \quad \omega_0 = \frac{eH}{mc},$$

$$\eta_{n,0} = \frac{1}{2m_0\hbar\omega_0}\left[2p^2 + p_0^2 N - 2p\sqrt{p^2 - Np_0^2}\cos(\varphi - \varphi') - \left(\frac{\hbar\omega_0 N_{n,0}}{2c}\right)^2\right],$$

$$N = \frac{2m_0}{p_0^2}\frac{\hbar\omega_0}{2}(m - m' + n' - n), \quad N_n = (m-n) - (m'-n'),$$

$$N_0 = (m-n') - (m'-n),$$

L — размеры области по координатам y и z, занятой электронами; m, m' — значения квантовых чисел в начальном состоянии; n, n' — значения квантовых чисел в конечном состоянии; ζ_i и ζ_i' — значения проекций спина электронов в начальном и конечном состояниях. Из формулы (1) следует, что вероятность переходов существенно зависит от состояний спина частиц. Возбуждение электронов за счет взаимодействия с электронами того же уровня практически невозможно, так как у всех электронов данного уровня спины ориентированы одинаково, а вероятность переходов электронов с малыми значениями квантового числа n определяется формулой

$$w \simeq a \frac{\alpha^2}{\omega_0} \frac{1-\zeta_1\zeta_2}{L^2}, \quad (2)$$

где a — численный коэффициент ~ 1. В случае единичного объема и плотности электронов N_0 полная вероятность переходов получается из (2) умножением на $N_0^2/2$.

Возбуждение электронов при рассеянии на атомах остаточного газа [3, 4] можно оценить по формуле вероятности

$$W = \frac{z^2 e^4 n_0 \pi K}{4c\hbar^2 \gamma k_3}\left[1 + \frac{2\gamma}{k_3^2} + \frac{6\gamma^2}{k_3^4}\right]\left[1 - \zeta'\left(1 - \frac{2\gamma}{k_0^2}\right)\right] \times$$

$$\times \left\{\left[1 + \frac{k_3^2}{K^2}\left(1 - \frac{2\gamma}{k_0^2} + \ldots\right) - \zeta' \frac{k_0^2}{K^2}\left(1 + \frac{2\gamma}{k_0^2}\right)\right]\Phi_+(k_3, \gamma) + \right.$$

$$+\left[1-\frac{k_3^2}{K^2}\left(1-\frac{2\gamma}{k_3^2}\right)-\zeta\frac{k_0^2}{K^2}\left(1+\frac{2\gamma}{k_0^2}\right)\right]\Phi_-(k_3,\gamma)\Bigg\},\qquad(3)$$

где

$$\Phi_+(k_3,\gamma)=\left\{\left[1+\frac{\gamma}{k_3^2}\left(1+\frac{2\gamma}{k_3^2}\right)\right]e^{\frac{\gamma}{k_3^2}\left(1+\frac{2\gamma}{k_3^2}\right)}\times\right.$$

$$\left.\times\left[-E_i\left(-\frac{\gamma}{k_3^2}\left(1+\frac{2\gamma}{k_3^2}\right)\right)\right]-1\right\},$$

$$\Phi_-(k_3,\gamma)=\left\{\left[1+\frac{k_3^2}{\gamma}\left(1-\frac{2\gamma}{k_3^2}\right)\right]e^{\frac{k_3^2}{\gamma}\left(1-\frac{2\gamma}{k_3^2}\right)}\times\right.$$

$$\left.\times\left[-E_i\left(-\frac{k_3^2}{\gamma}\left(1-\frac{2\gamma}{k_3^2}\right)\right)\right]-1\right\},$$

n_0 — плотность рассеивающих центров, eZ — заряд рассеивающих центров, $K=\frac{E}{c\hbar}$, E — энергия электронов, $k_3=\frac{p_3}{\hbar}$, p_3 — импульс электронов вдоль оси Z, $k_0=\frac{mc}{\hbar}$, $\gamma=\frac{eH}{2c\hbar}$. Отношение вероятностей возбуждения электронов (при переходе из состояния $n=0$ в состояние $n=1$) с переворотом и без переворота спина имеет вид

$$\frac{w^{\uparrow\uparrow}}{w^{\uparrow\downarrow}}=\frac{\left(1-\frac{\gamma}{k_0^2}\right)\left\{\left(1-\frac{\gamma^2}{k_0^2k_3^2}\right)\Phi_++\frac{k_0^2}{K^2}\left(1+\frac{\gamma}{k_0^2}\right)\Phi_-\right\}}{\frac{\gamma}{k_0^2}\left\{\frac{k_3^2}{K^2}\left(1-\frac{2\gamma}{k_3^2}\right)\Phi_++\frac{\gamma^2}{k_0^2k_3^2}\Phi_-\right\}}.$$

В формуле (3) учитывается лишь вклад в рассеяние переходов с изменением квантового числа n, что исключает обычную расходимость, возникающую при рассеянии строго вперед. Кроме того, процесс рассеяния электронов на частицах остаточного газа будет происходить только при выполнении условия для начального импульса электрона по оси Z:

$$k_3\geqslant|\sqrt{k_0^2+4\gamma}|.$$

При небольших значениях плотностей N_0 и n_0 вероятности процессов рассеяния (2) и (3) малы, и эти процессы не оказывают существенного влияния на распределение электронов по квантовым уровням, т. е. рассматриваемая система «намагниченного» электронного газа является устойчиво метастабильной. Следует отметить, что в данной постановке задачи считалось, что температура газа недостаточна для того, чтобы электроны возбуждались. Очевидно, если выполняется условие

$$\frac{kT}{mc^2}\ll 2\,\frac{H}{H_0},\quad T\ll 5{,}9\cdot 10^9\ \text{K},$$

то электронный газ будет нерелятивистским и невырожденным.

Рассмотрим взаимодействие электронов, находящихся в магнитном поле, с внешним электромагнитным излучением. Основное значение в этом случае будут иметь процессы индуцированного поглощения излучения и резонансное рассеяние фотонов на электронах. В нерелятивистском случае для свободных электронов основной вклад при нерезонансном рассеянии дает «несмещенный компонент» (рассеяние без изменения частоты и соответственно без изменения номера уровня n), сечение которого совпадает с сечением обычного комптоновского рассеяния. Однако для электронов в магнитном поле и в нерелятивистском случае, при малых значениях n заметно сказывается проявление дискретности спектра энергии, благодаря чему сечение рассеяния фотонов имеет резонансный характер [5]

$$\sigma_2 = \frac{\alpha^2\pi}{8}\frac{k_0}{\varkappa}\left(\frac{H}{H_0}\right)^3 n\left\{\frac{1+\zeta\zeta'}{8}\frac{m_0c^2}{E}n + \frac{1-\zeta\zeta'}{3}\left(1-\zeta'\frac{k_0}{K}\right)^2\frac{H}{H_0}\right\}G, \quad (4)$$

$$\sigma_3 = \frac{\alpha^2\pi}{48}\frac{k_0}{\varkappa}\left(\frac{H}{H_0}\right)^3 n\left\{\frac{1+\zeta\zeta'}{4}\frac{m_0c^2}{E}n + (1-\zeta\zeta')\left(1+\zeta'\frac{k_0}{K}\sin\vartheta\right)\frac{H}{H_0}\right\}G. \quad (5)$$

Формулы (4) и (5) для сечений рассеяния σ- и π-компонентов приведены для случая, когда направление движения первичного фотона перпендикулярно направлению вектора H, а скорость электрона вдоль оси равна нулю; ϑ — угол между направлением вектора H и направлением распространения излученного фотона, $\omega = c\varkappa$ — частота вторичного фотона, величина

$$G = \frac{(\Gamma_{n+1}+\Gamma_{n-1})^2}{4}\left\{\left[\frac{\Gamma^2_{n+1}}{4} + (K_{n+1}-K_n-\varkappa)^2\right]\times\left[\frac{\Gamma^2_{n-1}}{4} + (K_{n-1}-K_n+\varkappa)^2\right]\right\}^{-1},$$

а Γ_{n+1}, Γ_{n-1} учитывают конечность времени жизни электрона в квантовых состояниях $n+1$, $n-1$. Для получения вероятности процесса рассеяния формулы (4) и (5) нужно умножить на плотность потока падающих фотонов [6]

$$N = \frac{c\varepsilon^2}{4\pi\hbar\omega} = c\bar{n}(\varkappa),$$

где $\bar{n}(\varkappa)$ — число фотонов в единице объема, ε — амплитуда напряженности электрического поля волны. При малых значениях плотности фотонов $\bar{n}(\varkappa)$ величины Γ определяются в основном спонтанными процессами [7], и можно положить

$$\Gamma_{n+1} \sim \Gamma_n = \frac{2}{3}nr_0^2m\frac{\omega_0^2}{e^2}, \quad r_0 = \frac{e^2}{mc^2}.$$

При больших значениях плотности фотонов $n(\varkappa)$ уширение линии связано в значительной мере с индуцированными процессами [5] и значение Γ следует взять равным

$$\Gamma = \frac{3}{4}\frac{\varepsilon^2}{c\hbar\varkappa_0^3}[(3-\lambda)+(\lambda-2)\cos^2\vartheta],$$

причем $\varkappa_0 = \frac{\omega_0}{c}$, а индекс поляризации $\lambda = 2$ для σ-компонента и $\lambda = 3$ для π-компонента.

Поскольку вероятность индуцированных процессов

$$w = \int N(\vec{\varkappa})\, w_{\text{сп.}}(\vec{\varkappa})\, d\cos\vartheta$$

связана с вероятностью спонтанных процессов $w_{\text{сп}}$ [1] ($N(\vec{\varkappa})$ — число фотонов), то в системе с двумя квантовыми уровнями индуцированное излучение возможно только для электронов с $n=1$, причем переход в основное состояние должен сопровождаться перебросом спина электрона, а вероятность такого процесса при интенсивностях внешнего излучения, получаемых даже от самых мощных современных мазеров в соответствующем диапазоне частот, очень мала. Следовательно, рассматриваемая система должна быть хорошим поглотителем электромагнитного излучения.

Существование метастабильного уровня для системы электронов в магнитном поле приводит к тому, что при взаимодействии электронов с излучением изменение энергетического распределения электронов будет зависеть от спинового распределения.

Для системы электронов в магнитном поле, взаимодействующей с внешним электромагнитным излучением, характеризуемым температурой $T^{(e)}$, тепловое равновесие [8]

$$\frac{p_\perp^2}{2m} = kT^{(e)}, \quad \frac{p_3^2}{2m} = \frac{1}{2}kT^{(e)}$$

наступает быстрее для электронов, имеющих направление спина против магнитного поля. Таким образом, и в этом случае роль спина электрона весьма существенна.

Авторы признательны проф. И. М. Тернову за полезное обсуждение результатов данной работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Тернов И. М., Багров В. Г., Дорофеев О. Ф. «Изв. вузов», физика, **10**, 63, 1968.
2. Синхротронное излучение. Сб. статей под ред. А. А. Соколова и И. М. Тернова. М., «Наука», 1966.
3. Дорофеев О. Ф. «Вестн. Моск. ун-та», физ., астрон., № 4, 90, 1967.
4. Тернов И. М., Дорофеев О. Ф. «Изв. вузов», физика, **5**, 81, 1967.
5. Лоскутов Ю. М., Левентуев В. П. «Ядерная физика», **2**, 411, 1970.
6. Тернов И. М., Халилов В. Р., Журавлев А. Ф., Чижов Г. А. «Изв. вузов», физика, **12**, 97, 1971.
7. Ахиезер А. И. и др. ЖЭТФ, **42**, 552, 1962.
8. Dreiser H. Phys. of Pluids, **165**, 79, 1964.

Поступила в редакцию
15.6 1971 г.

Кафедра
теоретической физики