

НЕЙТРОН В НЕОДНОРОДНОМ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОМ ПОЛЕ

А.М. Игнатов

Рассмотрены связанные состояния нейтрона в поле неоднородной электромагнитной волны.

В однородном вращающемся магнитном поле угловая скорость электрически нейтральной частицы с магнитным моментом принимает в зависимости от поляризации два различных значения $\pm 1/2$, § 114. Поскольку при изменении амплитуды поля частота вращения может как увеличиваться, так и уменьшаться, а квазиэнергия частицы пропорциональна частоте, частица либо втягивается, либо выталкивается из неоднородной электромагнитной волны. Более детально этот процесс можно описать следующим образом.

Рассмотрим слабонеоднородный волновой пучок, лазерный луч, например, распространяющийся вдоль оси z , т.е. пусть магнитное поле волны имеет вид $\mathbf{B} = \text{Re}(\mathbf{b}(\mathbf{r}_\perp) \exp(i\vartheta_0))$, где $\mathbf{r}_\perp = (x, y)$ и $\vartheta_0 = -\omega_0 t + k_0 z$ — фаза волны. Зависимость \mathbf{b} от \mathbf{r}_\perp предполагается достаточно слабой, так что можно положить $b_z = 0$.

Динамика частицы со спином $1/2$, например, нейтрона, описывается уравнением Паули $i\hbar \dot{\psi} = \hat{H}\psi$ с гамильтонианом $\hat{H} = -\hbar^2 \Delta / 2m - \mu\sigma \mathbf{B}(\mathbf{r}_\perp, \vartheta_0)$. Его решение ищем в виде

$$\psi = \exp[(i/\hbar)(-Et + pz)] \phi(\mathbf{r}_\perp, \vartheta_0),$$

где p и E — соответственно квазиимпульс и квазиэнергия, $\phi(\mathbf{r}_\perp, \vartheta_0 + 2\pi) = \pm \phi(\mathbf{r}_\perp, \vartheta_0)$. В общем виде определить уровни квазиэнергии затруднительно, однако задача существенно упрощается для волны круговой поляризации, когда $b_x(\mathbf{r}_\perp) = ib_y(\mathbf{r}_\perp) = \mathbf{b}(\mathbf{r}_\perp)$. Легко проверить, что при этом уравнение Паули допускает разделение переменных по продольным и поперечным координатам. Для первой зоны Бриллюэна спинор ϕ имеет вид

$$\phi = \begin{pmatrix} \exp(-i\vartheta_0/2) f_1(\mathbf{r}_\perp) \\ \exp(i\vartheta_0/2) f_2(\mathbf{r}_\perp) \end{pmatrix},$$

причем $f_{1,2}$ удовлетворяют системе уравнений

$$\begin{aligned} (E-E_1)f_1 + (\hbar^2/2m)\Delta_{\perp}f_1 &= -\mu\mathbf{b}^*(r_{\perp})f_2, \\ (E-E_2)f_2 + (\hbar^2/2m)\Delta_{\perp}f_2 &= -\mu\mathbf{b}(r_{\perp})f_1, \end{aligned} \quad (1)$$

где $E_{1,2} = \pm \hbar\omega_0/2 + (1/2m)(p \mp \hbar k_0/2)^2$. Поскольку движение частицы предполагается нерелятивистским, $E_1 - E_2 \approx \hbar\omega_0$, то для не слишком большой амплитуды волны, когда $e\mathbf{b}/mc \ll \omega_0$, правые части в (1) можно рассматривать как возмущения, приводящие к незначительному смещению уровней $E_{1,2}$. Пусть, например, $E \approx E_1$, тогда $f_2 = -\mu\mathbf{b}f_1/\hbar\omega_0$ и

$$(E-E_1)f_1 + (\hbar^2/2m)\Delta_{\perp}f_1 = (\mu^2|\mathbf{b}|^2/\hbar\omega_0)f_1,$$

т.е. в этом случае электромагнитное поле играет роль потенциального барьера для частицы.

В окрестности другого уровня $E \approx E_2$, когда $f_1 = \mu\mathbf{b}^*f_2/\hbar\omega_0$, волновая функция f_2 также удовлетворяет уравнению Шредингера, но с другим знаком потенциала:

$$(E-E_2)f_2 + (\hbar^2/2m)\Delta_{\perp}f_2 = -(\mu^2|\mathbf{b}|^2/\hbar\omega_0)f_2.$$

В этом случае частица втягивается в область с большей амплитудой поля, и, как в любой двумерной потенциальной яме, в ограниченном волновом пучке существует по крайней мере одно связанное состояние нейтрона.

Различие между этими двумя случаями состоит в проекции спина на направление распространения волны. Легко показать, что вектор $\mathbf{S} = \psi^* \boldsymbol{\sigma} \psi$ при $E \approx E_1$ равен $-\mathbf{S}_0$, а при $E \approx E_2$ равен \mathbf{S}_0 , где

$$\mathbf{S}_{0z} = (\mu^2|\mathbf{b}|^2/2\hbar^2\omega_0^2)\mathbf{S}_{0x} + i\mathbf{S}_{0y} = (\mu\mathbf{b}/\hbar\omega_0)\exp(-i\vartheta_0).$$

Приведем оценки характерных величин. Эффективная глубина ямы (или высота барьера) по порядку величины составляет $0,66P/\omega_0$ эВ, где P — поток мощности электромагнитного поля в Вт/см², а ω_0 — частота поля в с⁻¹. Для того, чтобы захватить нейтрон энергией 10^{-6} эВ необходимо излучение CO₂ лазера с $P \approx 3 \cdot 10^8$ Вт/см² или излучение с интенсивностью $3 \cdot 10^4$ Вт/см² от источника с длиной волны 3 см.

Автор признателен Е.И. Коробкиной и А.П. Ефремову за инициирование и обсуждение этой работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Квантовая механика. Нерелятивистская теория, М., Наука, 1974.

Институт общей физики РАН

Поступила в редакцию 26 февраля 1992 г.