

что подтверждает мнение [1] о малости магнитного момента ядра указанного изотопа железа.

Московский государственный
университет

Поступило в редакцию
16 июня 1957 г.

Литература

[1] В. В. Bleaney, R. S. Trepan. Proc. Roy. Soc., London, 223, 1, 1954.

К ВОПРОСУ О ПЬЕЗОМАГНЕТИЗМЕ

И. Е. Дзялошинский

До последнего времени в литературе встречались утверждения, что в природе вообще не может существовать пьезомагнитных тел. Это заключение основывалось на инвариантности уравнений механики относительно изменения знака времени при одновременном изменении знаков всех магнитных полей и спинов, откуда делался вывод, что в выражении для термодинамического потенциала любого вещества отсутствуют члены, линейные по магнитному полю (см., например, [1]). Однако в действительности такое рассуждение справедливо только для парамагнитных тел, группа магнитной симметрии которых содержит преобразование (обозначим его R) изменения знаков магнитного поля и спина само по себе. У веществ же, обладающих магнитной структурой, например, у антиферромагнетиков, группа магнитной симметрии не содержит элемента R самого по себе; он входит только в комбинациях с другими элементами симметрии или отсутствует вовсе. Поэтому такие вещества, вообще говоря, могут обладать пьезомагнитными свойствами [2,3]. В этой заметке указаны некоторые реально существующие в природе вещества, которые на основании соображений магнитной симметрии должны быть пьезомагнетиками.

Рассмотрим, например, антиферромагнитные кристаллы, α - Fe_2O_3 и FeCO_3 . Как было показано в [4], они имеют один и тот же класс магнитной симметрии, состоящий из следующих элементов:

$$2C_3, 3U_2, I, 2S_6, 3\sigma_d.$$

(Это относится к той из двух антиферромагнитных фаз α - Fe_2O_3 , которая существует при $T < 250^\circ\text{K}$.) Здесь обозначения элементов симметрии те же, что в [4]; выбрана прямоугольная система координат с осью x по одной из осей второго порядка. Легко проверить, что такая симметрия допускает существование двух линейных по компонентам тензора напряжений σ_{ih} и магнитного поля \mathbf{H} комбинаций в выражении для термодинамического потенциала

$$\Phi = -\lambda_1 \{(\sigma_{xx} - \sigma_{yy}) H_x - 2\sigma_{xy} H_y\} - \lambda_2 (\sigma_{xz} H_y - \sigma_{yz} H_x).$$

Отсюда сразу находим выражения для магнитного момента в отсутствие внешнего поля

$$m_x = \lambda_1 (\sigma_{xx} - \sigma_{yy}) - \lambda_2 \sigma_{yz}, \quad m_y = -2\lambda_1 \sigma_{xy} + \lambda_2 \sigma_{xz}.$$

Другим примером являются антиферромагнетики MnF_2 , CoF_2 и FeF_2 . Согласно [4], их класс магнитной симметрии состоит из

$$C_2, 2C_4R, 2U_2, 2U_2'R, I, \sigma_h, 2S_4R, 2\sigma_v, 2\sigma_v'R.$$

Эта группа симметрии оставляет инвариантным следующий член в выражении для Φ :

$$\Phi = -\lambda (\sigma_{xz} H_y + \sigma_{yz} H_x),$$

откуда для магнитного момента получаем

$$m_x = \lambda \sigma_{yz}, \quad m_y = \lambda \sigma_{xz}.$$

Институт физических проблем
Академии наук СССР

Поступило в редакцию
20 июня 1957 г.

Литература

- [1] W. Zocher, H. Tölgk. Proc. Nat. Acad. Sci. USA, **39**, 681, 1953.
 [2] Б. А. Тавгер, В. М. Зайцев. ЖЭТФ, **30**, 564, 1956.
 [3] Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Электродинамика сплошных сред, Гостехиздат, 1957.
 [4] И. Е. Дзялошинский. ЖЭТФ, **32**, 1547, 1957.

О РОЛИ НУКЛОНОВ В ПРОЦЕССАХ МНОЖЕСТВЕННОГО ОБРАЗОВАНИЯ ЧАСТИЦ¹

А. А. Емельянов, И. Л. Розенталь

В процессах множественного рождения частиц при столкновениях нуклонов высокой энергии с ядрами нуклоны играют особую роль сравнительно с мезонами.

Помимо очевидного различия, обусловленного законом сохранения ядерного заряда и разницей масс нуклонов и мезонов, следует отметить менее ясно очерченную особенность, существенно проявляющуюся при гидродинамическом описании явления [1]. При энергиях первичного нуклона $E_0 = 10^{12} - 10^{13}$ eV температура системы в начале гидродинамической стадии расширения равна $1 - 2 Mc^2$ (температура измеряется в энергетических единицах, M — масса нуклона); в то же время выполняется условие $T \gg \mu c^2$ (μ — масса π -мезона). Поэтому при указанных энергиях на протяжении всего процесса вероятность образования нуклон-антинуклонных пар очень мала, что существенно отличает нуклоны от мезонов. В настоящее время нельзя однозначно описать отмеченную выше выделенность нуклона в процессе. Здесь мы рассмотрим упрощенную модель гидродинамического разлета системы, учитывающую особое положение участвующих в процессе нуклонов [2]¹.

Рассмотрим лобовое столкновение нуклона с нуклоном. При взаимодействии между нуклонами возникает мезонное облако, которое сжимается ими как поршнями (сжатие происходит неадиабатическим путем). В результате образуется система, в которой между нуклонами в очень малом объеме выделена их кинетическая энергия. Естественно, в духе всей концепции положить, что величина объема V по порядку величины равна $(4\pi/3)(h/\mu c)^3 \approx 2 Mc^2/E'$, где E' — энергия нуклонов в системе их центра тяжести; $h/\mu c$ — радиус мезонного облака; множитель $2 Mc^2/E'$ учитывает сжатие облака.

В настоящей работе определялась доля энергии, уносимой быстрым нуклоном. Для решения этой задачи рассматривались релятивистские гидродинамические уравнения

$$\partial T_{ik} / \partial x_k = 0, \quad T_{ik} = \omega u_i u_k + p g_{ik},$$

где $\omega = \varepsilon + p$ — тепловая функция единицы объема, u_i — 4-скорость; $g_{11} = g_{22} = g_{33} = 1$, $g_{44} = -1$, $x_i = x, y, z, ict$. В системе центра тяжести рассматриваемая система имеет в момент столкновения форму сплющен-

¹ В пользу существенной выделенности нуклонов свидетельствуют также и экспериментальные данные [3, 4].