

ГИГАНТСКАЯ ОПАЛЕСЦЕНЦИЯ И АНОМАЛЬНЫЕ МАГНИТОКИНЕТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ В СПИН-ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ГАЗАХ

Е.П.Башкин

Показано, что эффекты рассеяния частиц на флуктуациях поперечной намагниченности в газообразных Rb^{\dagger} , $^3He^{\dagger}$, N^{\dagger} и аналогичных системах приводят к непрозрачности разреженных газов для молекулярных пучков, аномалиям в рассеянии света и нейтронов, уменьшению длины свободного пробега в газе.

1. Спин-поляризованные газы обладают рядом удивительных свойств, которые в настоящее время широко исследуются как теоретически, так и экспериментально¹. Взаимодействие парамагнитных молекул с флуктуациями поперечной намагниченности в таких газах может оказаться сильнее их взаимодействия друг с другом, что играет исключительно важную роль в кинетических задачах. Указанные поперечные флуктуации могут носить характер как однородной прецессии намагниченности, так и слабееоднородных спиновых волн¹. Для определенности рассмотрим случай частиц со спином $1/2$. Гамильтониан взаимодействия частицы с полем флуктуаций вектора магнитной индукции $\mathbf{B}(\mathbf{r}, t)$ имеет обычный вид $\hat{H} = -\beta_0 \vec{\sigma} \mathbf{B}$, где $\vec{\sigma}$ – матрицы Паули, β_0 – магнитный момент частицы. Вычисляя с этим гамильтонианом вероятность перехода $|p\rangle \rightarrow |p'\rangle$, где \mathbf{p} – импульс частицы, усредняя ее по флуктуациям магнитной индукции с учетом уравнений магнитостатики и нормируя начальную волновую функцию на единичную плотность потока, находим сечение рассеяния в расчете на один атом газа (ср.²)

$$d\sigma = \frac{1}{2vN} \left(\frac{4\pi\beta_0}{\hbar} \right)^2 (1 + \cos^2 \theta) S_{ii}(\omega, \mathbf{q}) \frac{d^3 p'}{(2\pi\hbar)^3}, \quad (1)$$

где $v = p/m_0$ – начальная скорость частицы, N – число атомов газа в единице объема, θ – угол между вектором $\hbar\mathbf{q} = \mathbf{p} - \mathbf{p}'$ и направлением вектора спиновой поляризации (ось z), $\hbar\omega = (p^2 - p'^2)/2m_0$, $S_{ik}(\omega, \mathbf{q})$ – динамический магнитный формфактор газа (по повторяющимся индексам подразумевается суммирование). Формула (1) подразумевает достаточно малую передачу импульса $qr_0 \ll 1$, где r_0 – атомный размер, когда влиянием неоднородных микрополей на расстояниях порядка r_0 можно пренебречь и считать атомный формфактор равным единице. Сечение (1) описывает рассеяние неполяризованных частиц. Сечение рассеяния поляризованных частиц с сохранением спиновой ориентации $d\sigma_{\uparrow\uparrow}$ получается из (1) заменой углового множителя $(1 + \cos^2 \theta)$ на $\sin^2 2\theta/4$. Рассеяние же поляризованных частиц с переворотом спина характеризуется сечением $d\sigma_{\uparrow\downarrow} = d\sigma - d\sigma_{\uparrow\uparrow}$. В формуле (1) мы пренебрегли компонентой S_{zz} , что при $\omega \sim \omega_S \gg \tau^{-1}$ всегда оправдано, если $\alpha T_S (\omega_S \tau_S) \gg \hbar$. Здесь ω_S и τ – частота и время релаксации поперечной спиновой флуктуации, $\tau_S \gg \tau$ – большое релятивистское время релаксации продольной намагниченности. Для функции $S_{ii}(\omega, \mathbf{q})$ в (1) имеем¹:

$$S_{ii}(\omega, \mathbf{q}) = 4\pi\beta^2 N \alpha (1 - e^{-\hbar\omega/T})^{-1} [\delta(\omega - \omega_S) - \delta(\omega + \omega_S)], \quad \alpha = (N_{\uparrow} - N_{\downarrow})/N, \quad (2)$$

где β – магнитный момент частицы газа. Конечное затухание флуктуаций может быть учтено в (2) заменой

$$\delta(\omega \mp \omega_S) \rightarrow \{ \pi \tau [(\omega \mp \omega_S)^2 + \tau^{-2}] \}^{-1}. \quad (3)$$

2. Рассмотрим вначале неупругое рассеяние частиц на квантах однородной прецессии во внешнем магнитном поле $\mathbf{H} \uparrow z$. В этом случае $\omega_S = \Omega_H = 2\beta H/\hbar$, $\tau \sim \tau_S$, и из (1) – (2)

немедленно получаем при $\Omega_H \tau \gg 1$

$$d\sigma = 2\pi(4\beta\beta_0 m_0 / \hbar^2)^2 (1 + \cos^2 \theta) \alpha \frac{T}{\hbar\Omega_H} \frac{d\sigma'}{4\pi}, \quad (4)$$

где m_0 — масса рассеиваемой частицы. Таким образом, если $\alpha = \text{const}$, то зависимость сечения рассеяния от H имеет резонансный характер: с понижением H оно возрастает в соответствии с (4), при $\Omega_H \sim \tau^{-1}$ сечение имеет максимум, а при дальнейшем уменьшении магнитного поля $d\sigma$ начинает убывать. Эта ситуация может быть реализована при достаточно быстром по сравнению с τ_S выведении внешнего магнитного поля. Наиболее удобными объектами являются газы, в которых спины частиц поляризованы каким-либо внешним источником, чаще всего оптической накачкой. Время жизни спин-поляризованного состояния газа после выключения накачки может быть весьма большим (в газообразном $^3\text{He}\uparrow$, например, величина τ_S оказывается более двух суток³). Помещая такой газ в слабое магнитное поле, можно добиться того, что при некоторых значениях $H \leq H_c$ сечение неупругого рассеяния на флуктуирующих намагниченности начнет превосходить сечение рассеяния частиц друг на друге, что самым существенным образом отразится на кинетических свойствах газа.

В качестве иллюстрации рассмотрим прохождение достаточно холодного $pr_0 \ll \hbar$ пучка частиц сквозь газообразные $\text{Rb}\uparrow$, $^3\text{He}\uparrow$, $\text{H}\uparrow$ параллельно вектору спиновой поляризации (и магнитному полю H). Такие холодные пучки могут быть сформированы, например, из атомарного водорода при низких температурах или же из других, специально охлажденных, парамагнитных молекул, скажем из атомов щелочных металлов. Так, температура пучка из атомов водорода должна быть не выше 50 К, а для пучка из атомов цезия имеем $T < 0,4$ К. В настоящее время с помощью лазерного охлаждения достигнуты крайне низкие температуры пучков $T \sim 0,24$ мК, что с большим запасом обеспечивает выполнение критерия медленности $pr_0 \ll \hbar$. В обычных условиях слой газообразного Rb с толщиной $d = 1$ см и при $N = 10^{10}$ см⁻³; $T = 40^\circ$ С абсолютно прозрачен для любых атомарных пучков. Для рассеяния же Cs-пучка на $\text{Rb}\uparrow$ при $\alpha = 0,9$ и с теми же значениями N и T величина H_c равна $9,5 \cdot 10^7$ гс, а при $H < 950$ гс длина свободного пробега частиц пучка (которая при $H < H_c$ определяется сечением (4)) становится меньше 1 см, т.е. газ становится полностью непрозрачен для пучка из атомов Cs. Значения H_c для рассеяния атомов Cs на $^3\text{He}\uparrow$ ($\alpha = 0,5$; $T = 6$ К) и $\text{H}\uparrow$ ($\alpha \approx 1$; $T = 0,25$ К) равны соответственно 1,2 кгс и 85 кгс. Величины H_c для рассеяния H -пучка на $\text{Rb}\uparrow$, $^3\text{He}\uparrow$, $\text{H}\uparrow$ оказываются сильно меньше и равны соответственно 5 кгс, 0,07 гс, 4 гс. При $H < H_c$ всегда можно указать такие значения N и d , при которых газ полностью рассеивает атомный пучок, но будет абсолютно прозрачен для него при $H > H_c$ или при отсутствии спиновой поляризации.

Если приведенные выше численные оценки, полученные с помощью (4), являются абсолютно строгими для газообразных $\text{H}\uparrow$ и, хотя и в меньшей степени, для $^3\text{He}\uparrow$, то в случае $\text{Rb}\uparrow$ они могут оказаться сильно завышенными и будут определять верхнюю границу эффекта. Дело в том, что хотя зондирующий пучок и является холодным, сами атомы газообразной мишени $\text{Rb}\uparrow$ при $T = 40^\circ$ С отнюдь не удовлетворяют критерию $pr_0 \ll \hbar$, что может привести к появлению дополнительного множителя типа магнитного формфактора, уменьшающего сечение (4). Однако, несмотря на то, что параметр pr_0 / \hbar довольно велик $pr_0 / \hbar \approx 24$, имеется также огромный запас в отношении возможности уменьшения магнитного поля $2\beta H_c \tau / \hbar \approx 5 \cdot 10^{12}$, что дает основания надеяться на обнаружение эффекта даже при комнатных температурах.

Для некоторых объектов описанный выше эффект можно обнаружить по рассеянию нейтронов или света. В последнем случае коэффициент экстинкции при произвольном значении параметра $\Omega_H \tau$ равен

$$dh = 2\pi \left(\frac{4\beta^2 k}{\hbar c} \right)^2 \epsilon N \alpha \frac{T}{\hbar\Omega_H} \frac{\Omega_H^2}{\Omega_H^2 + \tau^{-2}} \frac{d\sigma'}{4\pi}, \quad (5)$$

где ϵ — диэлектрическая проницаемость, k — волновое число для света. В холодном газе $T \ll \ll \hbar^2/mr_0^2$ (H \uparrow , жидкий раствор $^3\text{He}\uparrow - ^4\text{He}$) указанные эффекты влияют на собственно кинетические коэффициенты. В растворе $^3\text{He}\uparrow - ^4\text{He}$ эти эффекты ограничивают рост длины свободного пробега и кинетических коэффициентов при $\alpha \rightarrow 1$ ^{1,5}, а в газообразном H \uparrow при $H < H_c = 4$ Гс, когда столкновения между атомами, а значит и основной канал рекомбинации эффективно подавляются, можно ожидать определенного увеличения времени жизни атомарного водорода в слабом поле $H < H_c$.

3. Существование ядерных спиновых волн¹ в газообразном H \uparrow приводит к появлению еще одного резонансного пика на зависимости $d\sigma(H)$. Для рассеяния частиц на спиновых волнах в (2) — (4) вместо ω_S и Ω_H нужно подставить частоту коллективной моды

$$\omega_S = \Omega_H - \frac{(q v_T)^2}{|\Omega_{int}|}, \quad \Omega_{int} = - \frac{4\pi a \hbar N \alpha}{m}, \quad v_T^2 = \frac{T}{m}, \quad (6)$$

где $a = 0,72$ Å. В достаточно сильных полях спиновая мода "смягчается" $\omega_S = 0$, и сечение $d\sigma$ резко возрастает. При $T = 0,25$ К, $H = 7$ тл, $N = 10^{18}$ см⁻³ условие резонанса $\omega_S \approx 0$ соответствует очень малым углам рассеяния $\gamma = 0,2^0$. Максимум $d\sigma$ достигается при $\omega_S \sim \sim (q v_T)^2 / \Omega_{int}^2 D_0$, где D_0 — коэффициент спиновой диффузии в газе. Подробные результаты будут опубликованы позднее.

Выражаю благодарность А.Ф.Андрееву и Ф.Лалоз за полезную дискуссию, Р.А.Житникову и Ю.М.Ципенюку за обсуждение экспериментальных возможностей.

Литература

1. Башкин Е.П. УФН, 1986, 148, 433.
2. Ахузев А.И., Барьяхтар В.Г., Пелетминский С.В. Спиновые волны. М.: Наука, 1967.
3. Barbe R., Laloë F., Brosse J. Phys. Rev. Lett., 1975, 34, 1488.
4. Physics Today, 1985, June, p. 17.
5. Bashkin E.P., Meyerovich A.E. Adv. Phys., 1981, 30, 11.

Поступила в редакцию

3 июня 1986 г.

После переработки

18 августа 1986 г.