

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

539.183 4

СПИНОВОЕ СОСТОЯНИЕ АТОМОВ И МОЛЕКУЛ В КОСМИЧЕСКОЙ СРЕДЕ

Д. А. Варшавич

В различных астрофизических системах состояния атомов, молекул и ионов характеризуют их концентрацией, распределением по скоростям, степенью ионизации и возбуждения. Однако до недавнего времени не обращали внимание на спиновое состояние этих частиц. Предполагали, что спины *) распределены хаотически, т. е. все направления ориентации спинов равновероятны. Учет спинов частиц сводился лишь к введению соответствующих статистических множителей в выражение для интенсивности спектральных линий¹⁻⁵. В обычных земных условиях имеет место хаотическое распределение спинов. Однако в разреженной космической среде ситуация существенно иная. Термодинамическое равновесие отсутствует. Имеются направленные потоки излучения и корпускулярные потоки. Спиновое состояние частиц, как правило, анизотропно, т. е. спины ориентированы.

Различают два типа ориентации спинов частиц **) — выстраивание и поляризацию⁶⁻⁹. В случае выстраивания спины частиц ориентированы анизотропно, но так, что направления по и против оси симметрии \uparrow эквивалентны, тогда как в случае поляризации эти направления не эквивалентны, т. е. спины направлены преимущественно в одну сторону.

Ориентация спинов возникает в двух качественно различных ситуациях: а) статическая ориентация, устанавливающаяся в термодинамически равновесной системе при наличии достаточно сильного внешнего магнитного поля, и б) динамическая ориентация, которая возникает в неравновесной системе за счет взаимодействия частиц среды с проходящим через эту среду направленным потоком излучения или потоком быстрых частиц.

Анализ физических условий в различных космических объектах показал¹¹⁻¹², что динамическая ориентация должна быть здесь весьма распространенным явлением, причем спины частиц, как правило, оказываются выстроенными, а не поляризованными. Основным механизмом такого выстраивания спинов является резонансное рассеяние направленного неполяризованного излучения, идущего от звезд и туманностей.

*) Спинюм частицы мы называем ее полный момент количества движения относительно центра инерции.

**) Иногда вместо термина ориентация употребляют термин «поляризация» и наоборот¹⁰. Однако целесообразнее называть поляризацией лишь состояния, характеризующиеся полярным вектором, употребляя в более широком смысле термин «ориентация».

Это явление приводит к ряду интересных астрофизических следствий. Так, например, выстраивание спинов частиц может существенно изменить прозрачность среды для резонансного излучения. И это важно учитывать, поскольку почти все сведения о космической среде (химический состав, степень ионизации и возбуждения и т. д.) получают именно из данных о прохождении резонансного излучения через эту среду.

1. СТАТИЧЕСКАЯ ОРИЕНТАЦИЯ

В разреженной среде, находящейся в термодинамическом равновесии, в отсутствие внешних полей имеет место изотропия, т. е. все направления равноправны и энергия частиц не зависит от ориентации их спинов в пространстве. Другими словами, состояния частиц, соответствующие различным значениям проекции M спина I на ось квантования, вырождены по энергии $\epsilon_M = \epsilon_{M'}$ при любых возможных значениях M и M' ($I, I - 1, I - 2, \dots, -I$). Вследствие этого, в соответствии с известной формулой Больцмана ¹³,

$$R_{IM'}/R_{IM} = e^{(\epsilon_M - \epsilon_{M'})/kT}, \quad (1)$$

заселенности R_{IM} всех $(2I + 1)$ состояний, отвечающих различным ориентациям спина, будут одинаковы, т. е. все возможные значения проекции M равновероятны. Это и означает, что спины частиц ориентированы хаотически, т. е. в среднем никакой ориентации нет. Такая ситуация имеет место, например, в плотных слоях атмосферы, там, где заселенности уровней частиц определяются столкновениями с равновесным газом.

Спины частиц в термодинамически равновесной среде будут ориентированы, если имеется достаточно сильное внешнее поле, такое, что магнитная энергия больше или сравнима с тепловой энергией

$$\mu H \gtrsim kT. \quad (2)$$

В этом случае, как известно, энергетические уровни частиц будут расщеплены на $(2I + 1)$ подуровней, с различными значениями M , и, в соответствии с формулой Больцмана (1), заселенности этих подуровней будут различными. Максимальную заселенность будет иметь подуровень с наименьшей энергией, характеризующейся $M = I$, если магнитный момент частицы положителен, $\mu > 0$, или $M = -I$, если этот момент отрицателен, $\mu < 0$. Это и означает, что спины частиц преимущественно ориентированы по полю H при $\mu > 0$ или против поля при $\mu < 0$. Такая ориентация и называется статической. Но условие (2), необходимое для статической ориентации, не выполняется практически ни в каких известных астрофизических системах. Например, в межзвездном газе ¹⁴ (в предположении о локальном термодинамическом равновесии) $T \sim 100^\circ \text{K}$ и $H \sim 10^{-6}$ э, так что $kT \sim 10^{-14}$ эрг, а $\mu H \sim 10^{-26}$ эрг. Даже в магнитных звездах ¹⁶ при $H \sim 10^3$ э и $T \sim 10^4$ °K величина $\mu H \sim 10^{-17}$ эрг много меньше $kT \sim 10^{-12}$ эрг. Исключение, возможно, составляют пульсары, но, как показывают наблюдения, они являются нестационарными и сугубо неравновесными системами. Таким образом, равновесная статическая ориентация спинов частиц в космических условиях не имеет места.

II. ДИНАМИЧЕСКАЯ ОРИЕНТАЦИЯ

В отсутствие термодинамического равновесия, как сказано выше, возможен принципиально иной тип ориентации — динамическая ориентация, при которой спины частиц среды ориентируются в результате их взаимодействия с направленным потоком излучения или частиц.

Дело в том, что оптическое, рентгеновское и радиоизлучение звезд и туманностей, так же как и направленные корпускулярные потоки, проходя через космическую среду и взаимодействуя с ней, не только меняют распределение частиц среды по импульсам, но и ориентируют спины этих частиц. Если первое из этих явлений (давление света и солнечного ветра) неоднократно обсуждалось в астрофизической литературе¹⁻⁵, то второе явление (динамическая ориентация атомов и молекул в космической среде) до последнего времени не обсуждалось. А между тем оба явления неразрывно связаны, так как при столкновении атому одновременно передаются и импульс, и угловой момент. Второй процесс даже более эффективен в том смысле, что налетающий поток сначала ориентирует частицы среды, а уж затем увлекает их в направлении своего распространения.

Исходная причина динамической ориентации спинов — это спин-спиновое и спин-орбитальное взаимодействие частиц среды и частиц налетающего потока — фотонов, протонов, электронов и др., как поляризованных, так и неполяризованных. Однако такое взаимодействие может привести к ориентации только в том случае, если угловое распределение налетающих частиц является анизотропным. В частности, направленный поток неполяризованного света, падая на неориентированную среду и рассеиваясь, приводит к выстраиванию спинов частиц среды даже в случае сферически симметричной индикатрисы рассеяния.

В космических условиях наиболее эффективным механизмом ориентации спинов частиц атомов, молекул и ионов является резонансное рассеяние фотонов. Это обусловлено следующими причинами. Прежде всего, сечение резонансного рассеяния весьма велико $\sigma_r \sim \pi \lambda^2$. Во-вторых, вследствие поперечности электромагнитных волн спин фотона $s_r = 1\hbar$, в отличие от других частиц, всегда полностью ориентирован — выстроен вдоль (по или против) направления распространения волны. В-третьих, потоки излучения во многих случаях оказываются анизотропными, тогда как угловое распределение частиц, как правило, изотропно.

Для оптического выстраивания спинов частиц необходимо, чтобы вероятность взаимодействия этих частиц с излучением была бы больше или хотя бы сравнима с вероятностью их столкновений с другими частицами

$$W^? \approx N_r \sigma_r c \gg W^c \approx N_p \sigma_p v_p. \quad (3)$$

Кроме того необходимо, чтобы поток излучения был достаточно анизотропен:

$$\Omega_r/4\pi \ll 1. \quad (4)$$

Ориентация спинов в результате оптической накачки в лабораторных экспериментах впервые была получена Кастлером¹⁷⁻²⁰. Однако в лабораторных условиях ориентированные частицы быстро релаксируют в изотропное равновесное состояние, и основная задача состоит в подавлении релаксации, обусловленной столкновениями частиц друг с другом или их столкновениями со стенками²⁰⁻²⁵. В то же время имеются обширные области космического пространства, где столкновения практически отсутствуют и все необходимые для оптического выстраивания условия существуют естественно и постоянно. Сама природа непрерывно поддерживает такую ориентацию. Это — верхние слои атмосфер звезд и планет, межпланетная среда, кометы, облака межзвездного газа, близкие к источникам излучения, оболочки новых и сверхновых звезд и квазаров, некоторые туманности и т. д. Специфика всех этих объектов¹⁴⁻¹⁶ состоит в том, что они оптически прозрачны, потоки излучения в них довольно

велики и сильно анизотропны, тогда как плотность газа ничтожна и релаксация пренебрежимо мала. В таких условиях резонансное рассеяние излучения должно с необходимостью приводить к выстраиванию спина частиц. Поэтому можно утверждать, что, в отличие от статической, динамическая ориентация спинов частиц является одним из широко распространенных явлений во Вселенной.

III. РЕЗОНАНСНЫЙ МЕХАНИЗМ ВЫСТРАИВАНИЯ СПИНОВ

Степень выстраивания спинов частиц в результате оптической накачки и обусловленное этим выстраиванием изменение прозрачности среды зависит от спинов частиц и от характера ориентирующего излучения. При этом возможно как увеличение прозрачности среды для резонансного излучения, так и, наоборот, ее уменьшение. В отдельных случаях возможно полное просветление. Для иллюстрации механизма такого выстраивания и изменения прозрачности приведем простой и эффективный пример.

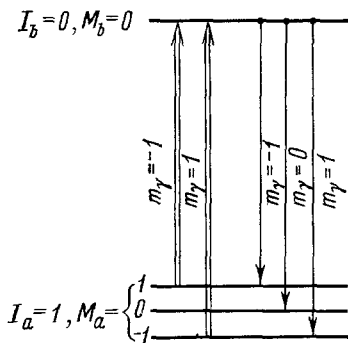


Рис. 1. Схема, иллюстрирующая механизм выстраивания спина I_a в результате резонансного рассеяния излучения.

Пусть двухуровневый атом со спином $I_a = 1$ в основном состоянии и со спином $I_b = 0$ в возбужденном состоянии находится в направленном потоке неполяризованного излучения (рис. 1). M — проекция I углового момента атома на ось квантования; ось квантования направлена вдоль пучка падающих фотонов. В случае неполяризованного света в пучке имеется одинаковое количество фотонов правой и левой поляризации, которые характеризуются проекцией углового момента на ось квантования $m_\gamma = 1$ и $m_\gamma = -1$. Фотоны с проекцией $m_\gamma = 0$ отсутствуют в силу поперечности электромагнитного поля.

В соответствии с законом сохранения проекции момента количества движения, при поглощении резонансного фотона $m_\gamma = \pm 1$ атом может перейти в возбужденное состояние $m_\gamma + M_a = M_b = 0$ лишь из подсостояний $M_a = \mp 1$, тогда как переход атома из подсостояния $M_a = 0$ запрещен. Поэтому атомы, попавшие в подсостояние $M_a = 0$, в дальнейшем уже не могут выйти из этого подсостояния, если не произойдет столкновения атомов друг с другом. С другой стороны, при распаде возбужденного состояния будут происходить переходы на все подсостояния M_a , причем с равной вероятностью, так как $I_b = 0$, а все свойства физической системы со спином, равным нулю, не могут зависеть от ее ориентации в пространстве; в частности, матричные элементы, определяющие вероятности переходов, не зависят от проекции m_γ и M_a .

Таким образом, в данном случае в результате каждого акта рассеяния будет возрастать заселенность подуровня $M_a = 0$ и соответственно будут уменьшаться заселенности подуровней $M_a = \pm 1$. При длительном воздействии пучка резонансных фотонов практически все атомы, независимо от начальной ориентации, должны перейти в подсостояние $M_a = 0$ и среда станет прозрачной для самого ориентирующего излучения.

Конечно, полное просветление среды возможно лишь в отсутствие столкновений атомов друг с другом. Кроме того, выше предполагалось, что ориентирующее излучение направлено в узком телесном угле по оси квантования.

В лабораторных условиях такой эксперимент был выполнен с метастабильными атомами HeI^m — резонансный переход $^3S_1 \rightleftharpoons ^3P_0^{25}$.

Следует подчеркнуть, что здесь речь идет не о просветлении среды, которое возникает в очень интенсивных потоках излучения, когда выравниваются заселенности верхнего и нижнего состояний, а о просветлении, связанном с ориентацией спинов нижнего состояния, которое имеет место и в случае малой интенсивности излучения.

В процессе ориентации растет упорядоченность спинов частиц среды, т. е. энтропия среды уменьшается. Однако это не противоречит второму началу термодинамики, поскольку одновременно происходит увеличение энтропии рассеивающегося излучения. До рассеяния оно было сосредоточено в узком телесном угле, тогда как после рассеяния его угловое распределение становится значительно более изотропным.

IV. ОПИСАНИЕ ОРИЕНТАЦИИ

В отличие от статической ориентации, которая полностью определяется одним параметром $\mu H/kT$, динамическая ориентация может сложным образом зависеть от ряда параметров и характер ее может быть весьма разнообразен. Спиновое состояние частиц может представлять собой не только статистическую смесь состояний с разными M , но и их когерентную суперпозицию¹³. В этом случае ориентацию спина можно описать лишь в терминах поляризационной матрицы плотности, а указание заселенностей подуровней с разными M будет недостаточным. Однако в космической среде заселены лишь наиболее долгоживущие уровни мультиплета основного состояния атома или молекулы. Их магнитные подуровни не перекрываются даже при очень малых магнитных полях $H \sim 10^{-6}$ — 10^{-7} , типичных для межзвездной среды, т. е.

$$(W^\gamma + W^c) \hbar \ll \mu H \ll kT. \quad (5)$$

Кроме того, возбуждение этих подуровней носит стохастический характер. Такому стационарному состоянию частиц будет соответствовать матрица плотности, диагональная по энергии. Но в силу условия (5) матрица плотности, диагональная по энергии, будет диагональна и по M в системе координат, где ось квантования идет вдоль направления \mathbf{H} . Таким образом, в указанных условиях спиновое состояние частиц можно описывать в терминах заселенности магнитных подуровней R_{IM} (т. е. диагональными элементами поляризационной матрицы плотности) и направление \mathbf{H} практически является осью симметрии системы. Стационарные значения заселенностей подуровней R_{IM} определяются системой уравнений баланса

$$R_{IM} \sum_{I'M'} W_{IM \rightarrow I'M'} = \sum_{I'M'} R_{I'M} W_{I'M \rightarrow IM}, \quad (6)$$

где $W_{IM \rightarrow I'M'}$ — вероятности переходов $IM \rightarrow I'M'$. В каждом реальном случае следует учитывать конкретную схему уровней и вероятности переходов, обусловленных всеми возможными причинами — столкновениями, прямыми и каскадными переходами, причем необходимо принимать во внимание конкретный спектр, угловое распределение и поляризацию ориентирующего излучения. Каждый конкретный случай представляется сугубо индивидуальным. Однако можно провести общее рассмотрение, выявить основные зависимости, позволяющие оценивать заселенности магнитных подуровней R_{IM} в различных реальных условиях. Такое общее рассмотрение возможно по следующим причинам:

1) Столкновения с равновесным газом, если и дают заметный вклад $W^c \ll W^\gamma$, то приводят лишь к уменьшению степени ориентации, созда-

ваемой оптической накачкой, но они не меняют характера этой ориентации. Однако в наиболее интересных астрофизических случаях $W^o \ll W^y$ столкновения вообще можно не учитывать.

2) Для оптической накачки существенны лишь дипольные переходы. Поэтому имеется лишь три типа резонансных уровней, а именно, уровни со спином $I_b = I_a - 1$, $I_b = I_a$ и $I_b = I_a + 1$, где I_a — спин основного состояния.

3) Если имеется несколько резонансных уровней с одинаковыми значениями спинов I_b , то оптическая накачка через эти уровни приводит к точно таким же результирующим заселенностям $R_{I_a M_a}$, как и накачка через один уровень со спином I_b .

4) Вероятности радиационных переходов $W_{I_M \rightarrow I'M'}$, а следовательно, и заселенности магнитных подуровней R_{I_M} не зависят от деталей углового распределения и поляризации излучения, а при выполнении условия (5) полностью определяются лишь тремя параметрами ρ_m . Эти параметры представляют собой диагональные элементы матрицы плотности резонансного излучения в представлении, характеризуемом определенной проекцией углового момента фотона на ось квантования $m_\gamma = 1, 0$ и -1 . Параметры ρ_m нормированы так, что представляют (безразмерное) число фотонов в соответствующей ячейке фазового пространства. При этом вероятность прямых дипольных переходов электрического или магнитного типа определяется соотношениями ²⁶

$$W_{I_M \rightarrow I'M'}^y = \gamma_0 (C_{IM\ 1m}^{I'M'})^2 \rho_m, \\ W_{I'M' \rightarrow I_M}^y = \gamma_0 (C_{IM\ 1m}^{I'M'})^2 (1 + \rho_m), \quad \varepsilon_{I'M'} > \varepsilon_{I_M}, \quad (7)$$

γ_0 — суммарная вероятность спонтанного перехода, а $C_{IM\ 1m}^{I'M'}$ — коэффициенты Клебша — Гордана. Важно подчеркнуть, что существенно разным угловым и поляризационным состояниям могут соответствовать одинаковые параметры ρ_m .

В случае изотропного неполяризованного излучения

$$\rho_1(\nu) = \rho_0(\nu) = \rho_{-1}(\nu) = J_\nu \lambda^2 / 2h\nu, \quad (8)$$

где J_ν — интенсивность излучения ($\text{эрг} \cdot \text{см}^{-2} \text{сек}^{-1} \text{гц}^{-1} \text{стер}^{-1}$).

В случае направленного потока поляризованного излучения

$$\rho_{\pm 1}(\nu) = (3/2) (\Omega_\gamma / 4\pi) (\lambda^2 J_\nu(\theta) / h\nu) \times \\ \times \{1 \pm \eta \cos \theta - (\sin^2 \theta / 2) [1 - (-1)^\Delta \xi \cos 2\alpha]\}, \quad (9) \\ \rho_0(\nu) = (3/2) (\Omega_\gamma / 4\pi) (\lambda^2 J_\nu(\theta) / h\nu) \sin^2 \theta [1 - (-1)^\Delta \xi \cos 2\alpha],$$

где η и ξ — степени циркулярной и линейной поляризации, θ — угол между направлением потока и направлением \mathbf{H} , α — позиционный угол, характеризующий линейную поляризацию, $\Delta = 1$ для дипольных электрических переходов и $\Delta = 0$ для дипольных магнитных переходов.

V. ЗАСЕЛЕННОСТИ МАГНИТНЫХ ПОДУРОВНЕЙ

Для астрофизики наиболее важным случаем является выстраивание спинов направленным неполяризованным излучением малой интенсивности ($\rho_m \ll 1$). Чтобы наглядно иллюстрировать зависимость оптической резонансной ориентации от направления накачки и от спиновых характеристик атома на рис. 2 приведены стационарные значения заселенностей магнитных подуровней R_{I_M} для двухуровневой системы со спином I_a и I_b соответственно, в основном и в возбужденном состоянии. В силу перечисленных в предыдущем разделе особенностей оптической

ориентации результаты расчетов для двухуровневой системы могут быть использованы для оценки выстраивания спинов реальных многоуровневых систем при произвольном угловом распределении ориентирующего излучения¹².

Значения R_{IM} для различных I_a и I_b представлены в полярных координатах как функции θ — угла между направлением ориентирующего потока и направлением \mathbf{H} . Окружностью показаны равновесные значения заселенностей $R_{I_a M_a}$ для любого M_a , устанавливающиеся в изотропной среде в отсутствие направленных потоков излучения и частиц. Все графики даны в одинаковом масштабе. Их сопоставление наглядно показывает, как изменяются характер и степень ориентации с ростом значения I_a при разном соотношении между I_a и I_b .

Как видно на рис. 2, при $I_a \gg 1$ заселенности $R_{I_a M_a}$ с разными M_a оказываются неодинаковыми при любом направлении ориентирующего потока, за исключением $\theta = 54^\circ 44' 8''$ и $\theta = 125^\circ 15' 52''$, для которых $\sin^2 \theta = 2/3$ и $\rho_1 = \rho_0 = \rho_{-1}$. Выстраивание спинов $I_a = 0$ и $I_a = 1/2$ невозможно.

Если ориентирующее излучение направлено преимущественно вдоль магнитного поля ($\theta < 55^\circ$ или $\theta > 125^\circ$), то наиболее заселенными в случае $I_b = I_a$ и $I_b = I_a + 1$ оказываются подуровни с максимальным значением $|M_a| = I_a$. Если же ориентирующее излучение идет преимущественно поперек поля \mathbf{H} ($55^\circ < \theta < 125^\circ$), то наиболее заселены подуровни с минимальным значением $|M_a|$ (равным 0 или 1/2).

В случае $I_b = I_a - 1$ ситуация будет прямо противоположная. В частности, в случае накачки вдоль магнитного поля ($\theta = 0^\circ$ или $\theta = 180^\circ$) при $I_a = 1$ и $I_b = 0$ все атомы сосредоточиваются на уровне $M_a = 0$, тогда как при $I_a = 1$ и $I_b = 1$ все атомы сосредоточиваются на подуровнях с $|M_a| = 1$.

Следует отметить также очень высокую степень ориентации в случае $I_a \gg 1$ и $I_b = I_a + 1$ при $\theta \approx 0^\circ$ и $\theta \approx 180^\circ$, когда подавляющая часть атомов оказывается сосредоточенной на подуровнях $|M_a| = I_a$.

Рис. 2 позволяет определить значения $R_{I_a M_a}$ и в более общем случае, когда излучение имеет произвольное угловое распределение и произвольную степень линейной поляризации, так как при этом $\rho_1 = \rho_{-1}$ и вся зависимость определяется лишь единственным параметром — отношением ρ_0/ρ_1 , которому соответствует определенное эффективное значение угла накачки θ

$$\sin^2 \theta = 2\rho_0/(2\rho_1 + \rho_0). \quad (10)$$

Значения R_{IM} , представленные графически на рис. 2, позволяют, как отмечалось выше, не решая уравнение баланса, оценивать заселенности магнитных подуровней основного состояния $R_{I_a M_a}$ многоуровневой системы при оптической накачке излучением с произвольным спектром. В тех случаях, когда определяющую роль играют резонансные уровни с одинаковыми значениями I_b , результирующие заселенности $R_{I_a M_a}$ будут такими же, как при одном резонансном уровне I_b , независимо от числа резонансных уровней, через которые идет накачка. В общем случае необходимо знать относительный вклад всех резонансных уровней с $I_b = I_a - 1$, с $I_b = I_a$ и с $I_b = I_a + 1$.

Таким путем, например, можно определить характер выстраивания спина $I_a = 3/2$ иона O II в потоке жесткого ультрафиолетового излучения с непрерывным спектром. Из его основного состояния $(1s^2 2s^2 2p^3)^4 S_{3/2}^0$ разрешены переходы лишь в состояния $(1s^2 2s^2 2p^4)^4 P$, $(1s^2 2s^2 2p^2 ns)^4 P$ и $(1s^2 2s^2 2p^2 nd)^4 P$ ²⁷. Каждое из этих резонансных состояний представляет собой триплет — группу близко расположенных уровней со спинами

$I_b = 1/2$, $I_b = 3/2$ и $I_b = 5/2$ и относительный вклад этих уровней 2 : 4 : 6. Соответствующая этому оценка заселенностей с помощью рис. 2 хорошо согласуется с точным значением

$$R_{M_a=3/2}/R_{M_a=1/2} = (2,6 + \cos^2 \theta)/(2 + 1,4 \sin^2 \theta). \quad (11)$$

Приведенные выше результаты позволяют также оценивать выстраивание спинов атомов и молекул, возникающее вследствие их взаимодействия с направленным пучком быстрых электронов или протонов, поскольку поле быстрой заряженной частицы в значительной мере эквивалентно полю поперечной электромагнитной волны²⁶.

VI. ОСОБЕННОСТИ ВЫСТРАИВАНИЯ АТОМОВ И МОЛЕКУЛ СО СВЕРХТОНКОЙ СТРУКТУРОЙ

Несколько более сложная ситуация имеет место в том случае, когда имеется сверхтонкое расщепление уровней, обусловленное, например, взаимодействием момента электронной оболочки $I^{эл}$ с моментом ядра $I^{яд}$ или Λ -расщеплением в молекулах. Основное состояние частиц представляет собой уже не один, а целую группу близко расположенных уровней с разными значениями полного спина $F = I^{эл} + I^{яд}$, и все эти уровни оказываются заселенными, так как вероятность прямых радиационных переходов между ними очень мала. Взаимодействие с направленным потоком излучения (оптическая накачка) меняет относительные заселенности магнитных подуровней, а также осуществляет перекачку с одного уровня на другой. Поэтому в данном случае для описания спинового состояния частицы необходимо указывать заселенности магнитных подуровней всех уровней сверхтонкой структуры основного состояния.

Для примера на рис. 3 и 4 приведены заселенности магнитных подуровней R_{FM} сверхтонкого мультиплета основного состояния атомов водорода

$H \mid F_a = 0$ и 1 и атомов $Na \mid F_a = 1$ и $F_a = 2$. В отсутствие сверхтонкого взаимодействия, т. е. при $I^{яд} = 0$, выстраивание спинов этих атомов вообще невозможно, так как в их основном состоянии спин электронной оболочки $I_a^{эл} = 1/2$. Из основного состояния $^2S_{1/2}$ резонансные переходы могут идти лишь в состояния $^2P_{1/2}$ и $^2P_{3/2}$. При таких переходах спинового состояния ядра не меняется, так как электромагнитное излучение практически взаимодействует лишь с электронами. Вследствие этого оптическая накачка через состояние $^2P_{1/2}$ ($I_a^{эл} = 1/2 \rightarrow I_b^{эл} = 1/2$) вообще не дает выстраивания спинов F_a , а накачка через состояние $^2P_{3/2}$ приводит к выстраиванию лишь в том случае, когда компоненты сверхтонкой структуры резонансного состояния $^2P_{3/2}$ расщеплены, т. е. когда, в результате взаимодействия спинов ($I^{эл} \cdot I^{яд}$), спинового состояния ядра

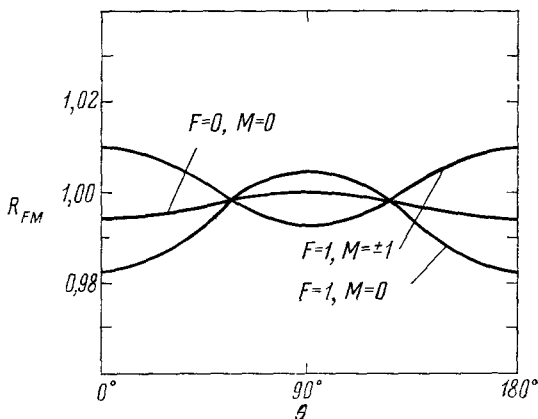


Рис. 3. R_{FM} -заселенности магнитных подуровней основного состояния атомов водорода $^2S_{1/2}$ $F = 0$ и $F = 1$, устанавливающиеся в результате накачки направленным неполяризованным ультрафиолетовым излучением.

θ — угол между направлением поля H и направлением потока излучения.

успевает измениться за время жизни атома в возбужденном состоянии. Поэтому степень выстраивания спинов F_a будет существенно зависеть от величины расщепления компонент сверхтонкой структуры возбужденного состояния $^2P_{3/2}$. В случае Na I компоненты $F_b = 3, 2, 1, 0$ почти полностью расщеплены, поэтому степень выстраивания спинов $F_a = 1$ и $F_a = 2$ высока; для $F_a = 2$ отношение $(R_{M=2} - R_{M=0})/R_{M=0}$ достигает 66%^{21, 24, 30}. В то же время у атомов H I компоненты $^2P_{3/2}F_b = 1$ и 2 перекрываются почти на 95%, интерференционный член, компенсирующий эффект, велик. Поэтому степень выстраивания $F_a = 1$ ниже; отношение

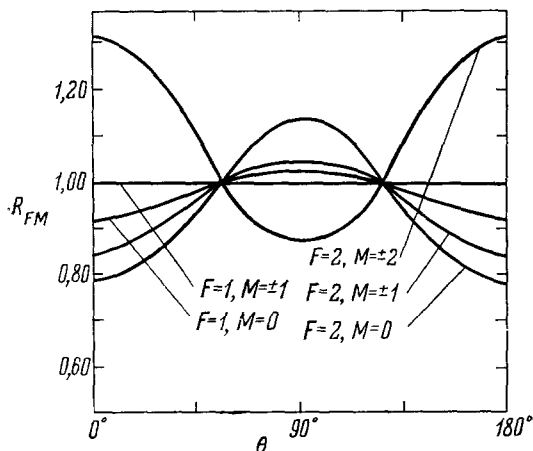


Рис. 4. R_{FM} -заселенности магнитных подуровней основного состояния атомов Na I $^2S_{1/2} F = 1$ и $F = 2$, устанавливающиеся в результате оптической накачки направленным неполяризованным излучением.

θ — угол между направлением поля H_0 и направлением потока излучения.

$(R_{M=1} - R_{M=0})/R_{M=0}$ достигает лишь 2,6%^{28, 29}. Однако и такое выстраивание будет оказывать весьма существенное влияние на прохождение радиоизлучения $\lambda = 21$ см, соответствующего резонансному переходу между уровнями $F_a = 1$ и $F_a = 0$ сверхтонкой структуры основного состояния H I, поскольку в равновесном состоянии в отсутствие накачки заселенности этих уровней H I почти одинаковы и среда практически прозрачна для излучения $\lambda = 21$ см.

Отметим наконец, что особенно сильный эффект ориентации в космических условиях должен быть в тех астрофизических системах, где имеет место мазерное усиление радиоизлучения, например, в космических радиоисточниках OH³¹⁻³², H₂O³³⁻³⁵ и т. д. Само распро-

странение в среде интенсивного, направленного, поляризованного и в высокой степени монохроматического радиоизлучения, соответствующего резонансному переходу между уровнями сверхтонкой структуры основного состояния, должно приводить к ориентации спинов частиц на обоих резонансных уровнях — и нижнем, и верхнем, причем высокая степень циркулярной поляризации этого радиоизлучения приведет к тому, что спины частиц будут поляризованы, а не выстроены.

ВИ. СВОЙСТВА ОРИЕНТИРОВАННОЙ СРЕДЫ

Оптические свойства (преломление и поглощение) среды, содержащей частицы с поляризованными или выстроенными спинами, существенно зависят от направления наблюдения и поляризации проходящего излучения. В такой ориентированной среде в заданном направлении могут распространяться две независимые волны с ортогональными поляризациями κ_+ и κ_- , имеющие разные скорости и различное затухание (или нарастание) K_+ и K_- . Различие значений K_+ и K_- приводит к тому, что первоначально неполяризованное излучение, проходя через ориентированную среду, приобретает поляризацию κ_+ или κ_- в зависимости от того, $K_+ < K_-$ или $K_- < K_+$. Зависимость оптических свойств ориентированной среды от заселенностей магнитных подуровней R_{IM} в рассматри-

ваемом случае (условие (5)) определяется лишь средними значениями M и M^2

$$\langle M \rangle = \sum_M M R_{IM}, \quad \langle M^2 \rangle = \sum_M M^2 R_{IM}.$$

В отсутствие поляризации и выстраивания

$$\langle M \rangle_0 = 0, \quad \langle M^2 \rangle_0 = I(I+1)/3.$$

В случае поляризации $\langle M \rangle \neq 0$, а в случае выстраивания $\langle M \rangle = 0$, но $\langle M^2 \rangle \neq \langle M^2 \rangle_0$, причем при $\langle M^2 \rangle > \langle M^2 \rangle_0$ спины выстроены преимущественно вдоль поля \mathbf{H} , а при $\langle M^2 \rangle < \langle M^2 \rangle_0$ — преимущественно поперек поля \mathbf{H} .

Собственные поляризации κ_+ и κ_- зависят от угла ϑ между направлением распространения излучения и направлением \mathbf{H} . Они определяются следующим выражением [$\kappa_+ = \kappa_- = (\pi/2)$] ³⁶:

$$\operatorname{ctg} 2\kappa_{\pm} = \frac{2}{3} A \frac{\langle M_a \rangle + (-1)^{I_b - I_a} \langle M_b \rangle e^{-\varepsilon_{ba}/kT}}{(2I_a + 1) (\langle M_a^2 \rangle - \langle M_a^2 \rangle_0) - (2I_b + 1) (\langle M_b^2 \rangle - \langle M_b^2 \rangle_0) e^{-\varepsilon_{ba}/kT}} \frac{\cos \vartheta}{\sin^2 \vartheta}, \quad (12)$$

где $A = [-\delta_{I_b, I_a-1} (2I_a - 1) + \delta_{I_b, I_a} + \delta_{I_b, I_a+1} (2I_a + 3)] (2I_a + 1)$; $\cos 2\kappa = (J_+ - J_-)/(J_+ + J_-)$ и $\sin 2\kappa = (J_{||} - J_{\perp})/(J_{||} + J_{\perp})$ — степени циркулярной и линейной поляризации. Величина $e^{-\varepsilon_{ba}/kT}$ характеризует отношение средних заселенностей верхнего и нижнего уровней.

Коэффициенты поглощения (или усиления) излучения с поляризацией κ_+ и κ_- в случае дипольного резонансного перехода определяются следующим соотношением *):

$$K_{\pm}/K_0 = (1 - e^{-\varepsilon_{ba}/kT}) + (3/2) B \{ [\langle M_a \rangle + (-1)^{I_b - I_a} \langle M_b \rangle e^{-\varepsilon_{ba}/kT}] \times \\ \times \cos \vartheta \cos 2\kappa_{\pm} + A^{-1} [(2I_a + 1) (\langle M_a^2 \rangle - \langle M_a^2 \rangle_0) - \\ - (2I_b + 1) (\langle M_b^2 \rangle - \langle M_b^2 \rangle_0) e^{-\varepsilon_{ba}/kT}] \{1 - 3 \sin^2 \vartheta \sin^2 [\kappa_{\pm} - (\pi/4)]\}, \quad (13)$$

где $B^{-1} = -I_a \delta_{I_b, I_a-1} - I_a (I_a + 1) \delta_{I_b, I_a} + (I_a + 1) \delta_{I_b, I_a+1}$; K_0 — коэффициент поглощения в случае хаотически ориентированных спинов и при условии, что верхний уровень не заселен. Первый член в (13) характеризует прохождение излучения в отсутствие ориентации и выстраивания. Второй и третий члены соответственно обусловлены поляризацией и выстраиванием спинов.

В наиболее важном для астрофизических приложений случае «выстроенной» среды собственные поляризации $\kappa_+ = \pi/4$ и $\kappa_- = \pi/4$ представляют собой линейные поляризации; прозрачность среды для оптического излучения ($e^{-\varepsilon_{ba}/kT} \ll 1$), поляризованного параллельно и перпендикулярно магнитному полю \mathbf{H} , различна и определяется следующими отношениями (рис. 5):

$$K_{||}/K_0 = 1 + c (\langle M_a^2 \rangle - \langle M_a^2 \rangle_0) (1 - 3 \sin^2 \vartheta), \\ K_{\perp}/K_0 = 1 + c (\langle M_a^2 \rangle - \langle M_a^2 \rangle_0), \quad (14)$$

где $c \equiv (3B/2A) (2I_a + 1)$. Различие значений $K_{||}$ и K_{\perp} должно приводить к появлению линейной поляризации проходящего излучения, причем направление вектора поляризации связано с направлением магнитного поля.

*) Если условие (5) не выполняется, то дополнительный вклад в вероятность перехода дают недиагональные по M члены матрицы плотности. Однако, как отмечено выше (раздел IV), в космической среде это условие выполняется.

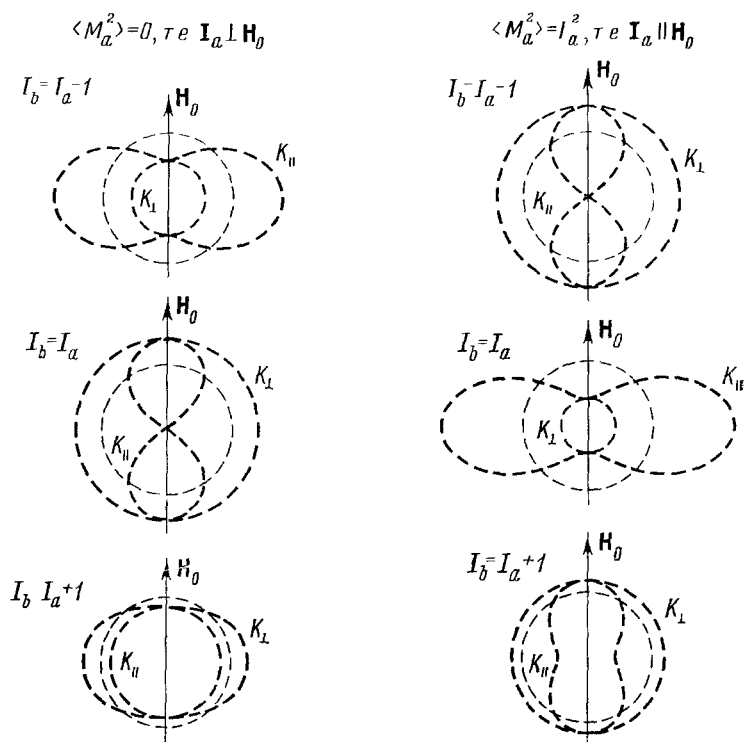


Рис. 5. Угловая зависимость коэффициента поглощения ($K < 0$) резонансного излучения $I_a \rightarrow I_b$ частицами с выстроенными спинами I_a при $R_{I_a} \gg R_{I_b}$.

K_{\perp} и K_{\parallel} соответствуют двум ортогональным линейным поляризациям. Тонкие пунктирные окружности характеризуют $K_{\perp} = K_{\parallel}$ в отсутствие ориентации.

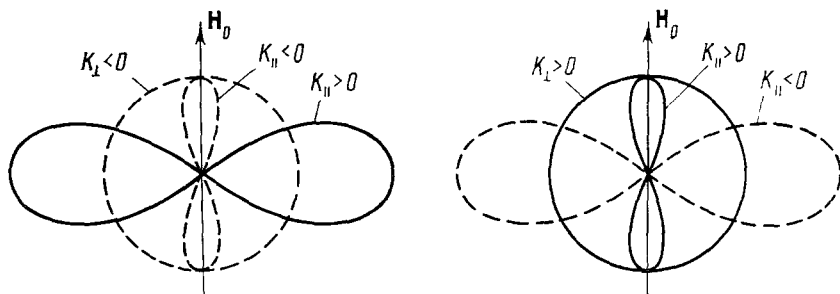


Рис. 6. Угловая зависимость коэффициента поглощения ($K < 0$) или усиления ($K > 0$) резонансного излучения $I_a \rightarrow I_b$ частицами с выстроенными спинами при $\langle R_{I_a M_a} \rangle \sim \langle R_{I_b M_b} \rangle$.

K_{\perp} и K_{\parallel} относятся к двум ортогональным линейным поляризациям; сплошная линия соответствует усилению $K > 0$, а пунктирная — ослаблению $K < 0$.

Таким образом, выстраивание спинов может значительно и по-разному изменить прозрачность среды для резонансного излучения. Оптическая толща среды для одних линий уменьшится, а для других увеличится, так что выстраивание спинов приведет к аномальному отношению интенсивностей линий в мультиплете.

Более того, при наличии сверхтонкого расщепления сама ориентация спинов частиц среды может привести к тому, что проходящее через эту среду радиоизлучение, соответствующее переходу между уровнями сверхтонкой структуры основного состояния, будет не ослабляться, а усиливаться (рис. 6). Дело в том, что согласно (13) при ориентации спинов отдельные магнитные подуровни вышележащего уровня могут оказаться инверсно заселенными по отношению к соответствующим нижним подуровням, даже если верхний уровень заселен в среднем меньше, чем нижний ($e^{-\varepsilon_{ba}/hT} \lesssim 1$). Таким образом, в результате ориентации появляется возможность когерентного усиления проходящего через эту среду резонансного радиоизлучения. Такая ситуация для H I и OH рассмотрена в работах ^{37, 38, 39}.

VIII. ВОЗМОЖНЫЕ АСТРОФИЗИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ, ИСПОЛЬЗУЮЩИЕ ЯВЛЕНИЕ КОСМИЧЕСКОЙ ОРИЕНТАЦИИ СПИНОВ

Итак, ориентация спинов частиц среды может существенно изменить ее оптические свойства для резонансного излучения. Поэтому при анализе спектров различных астрофизических объектов необходимо принимать во внимание возможность ориентации. В астрофизике количество атомов данного типа, точнее, их общее число на луче зрения $\int N dl$, обычно определяют, строя так называемую кривую роста, которая представляет собой зависимость эквивалентной ширины линий поглощения w_λ от соответствующей оптической толщины τ для различных линий. При построении этой кривой необходимо учитывать эффект выстраивания, особенно для тех атомов, которым соответствуют линии с $\tau \lesssim 1$. Выстраивание спинов частиц I_a приводит, в частности, к изменению относительных интенсивностей линий, соответствующих оптическим переходам с данного уровня I_a на различные уровни I_b . Такая аномалия в относительных интенсивностях проявляется в том, что точки на кривой роста ложатся с большим разбросом, который обычно не удается ликвидировать простой вариацией параметров. Однако этот разброс можно ликвидировать, вводя в значения оптических толщин τ поправки на выстраивание спинов в соответствии с формулами (14). Подчеркнем, что эти поправки, хотя и определяются одним параметром, для разных I_b различны не только по величине, но и по знаку. Таким образом, построение кривой роста с учетом выстраивания позволяет не только определить общее число атомов на уровне I_a $\int N dl$, но и оценить эффективное значение величины $\langle M_a^2 \rangle$, характеризующей степень выстроенности спина I_a . Правильность принятой интерпретации может быть подтверждена тем, что выбор одного дополнительного параметра позволяет ликвидировать разброс большого числа точек на кривой роста. Значения $\int N dl$, найденные с учетом ориентации спинов, в общем случае отличаются от значений, полученных обычным методом. Другими словами, рассматриваемый эффект может дать поправки к значениям парциальных плотностей атомов, молекул и ионов, т. е., вообще говоря, может изменить данные о химическом составе, степени ионизации и возбуждения.

Кроме того, учет этого явления может дать качественно новую информацию относительно анизотропии физических условий в исследуемых объектах и, прежде всего, об анизотропии поля излучения. Это может быть весьма существенно. Например, в ряде случаев заранее неизвестно, где образуются спектральные линии поглощения — непосредственно вблизи источника непрерывного излучения, в его оболочке, или далеко от этого источника, в облаке газа, случайно находящемся на луче зрения. В первом случае частицы находятся в потоке интенсивного направленного излучения и степень выстраивания спина высока, поэтому, определяя эффективное значение $\langle M^2 \rangle$, можно оценить расстояние от источника ориентирующего излучения до поглощающей области.

Наконец, тот факт, что заселенности R_{IM} магнитных подуровней, устанавливающиеся в результате оптической накачки, зависят от направления магнитного поля \mathbf{H} , позволяет использовать это явление для определения направления \mathbf{H} в исследуемой области пространства. Как видно из соотношения (14), анализ спектра с учетом ориентации спинов позволяет определить не только эффективное значение $\langle M^2 \rangle$, но и эффективное значение угла ϑ между направлением магнитного поля \mathbf{H} и направлением наблюдения. Для вычисления полной оптической толщи среды коэффициент ослабления (или усиления) необходимо проинтегрировать вдоль луча зрения $\tau = \int K dl$. При этом нужно учитывать, что направление магнитного поля \mathbf{H} , т. е. угол ϑ , так же как и параметр $\langle M^2 \rangle$, зависит от координаты l . Направление \mathbf{H} в исследуемой области может меняться. Однако, как правило, имеется регулярная составляющая \mathbf{H} . Крупномасштабное в среднем регулярное магнитное поле имеется даже в таких областях пространства, как межпланетная среда⁴⁰, межзвездная среда в Галактике⁴¹ и т. п.

Поясним метод определения \mathbf{H} на конкретном примере³⁰. Дублет линий D_1 ($\lambda = 5896$) и D_2 ($\lambda = 5890$) в спектре комет возникает в результате однократного рассеяния солнечного излучения атомами Na I, находящимися в атмосфере кометы. Отношение интенсивностей D_1 и D_2 естественно зависит от угла рассеяния, т. е. определяется дифференциальными сечениями рассеяния излучения. Что касается линии D_1 , то она не поляризована и розетка ее углового распределения сферически симметрична и не зависит ни от направления \mathbf{H} , ни от заселенностей магнитных подуровней $R_{F_a M_a}$. Иная ситуация для D_2 , которая частично линейно поляризована; степень поляризации и розетка ее углового распределения существенно анизотропны и зависят от заселенности магнитных подуровней $R_{F_a M_a}$ сверхтонкой структуры $F_a = 1$ и $F_a = 2$ основного состояния Na I. Спины атомов Na I в атмосфере кометы ориентируются в результате рассеяния того же солнечного излучения. На рис. 4 была дана зависимость заселенностей магнитных подуровней $F_a = 1$ и $F_a = 2$ основного состояния $^2S_{1/2}$ атомов Na I от угла ϑ между направлением \mathbf{H} и направлением накачки, т. е. в данном случае направлением на Солнце. Значения R_{FM} однозначно определяют угловое распределение рассеянного излучения. Поэтому, измеряя отношение интенсивностей линий D_1 и D_2 и степень поляризации линии D_2 , можно определить два угла, характеризующих эффективное направление \mathbf{H} в той области межпланетного пространства, где в данный момент находится голова кометы. Подчеркнем, что этот метод применим и в случае малых полей, когда другие оптические методы оказываются непригодными.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. А. Унзольд, Физика звездных атмосфер, М., ИЛ, 1949.
2. В. А. Амбарцумян, Э. Р. Мустель, А. Б. Северный, В. В. Соболев, Теоретическая астрофизика, М., Физматгиз, 1952.
3. Л. Аллер, Астрофизика, тт. 1—2, М., ИЛ, 1955.
4. Теория звездных спектров, М., 1965.
5. В. В. Соболев, Курс теоретической астрофизики, М., «Наука», 1967.
6. S. Devons, L. G. Goldfarb, Handb. Phys., Bd. 42, Berlin, 1957, стр. 362.
7. С. Р. де Гроот, Х. А. Толхук, в сб. «Бета и гамма-спектроскопия», под ред. К. Зигбана, М., ИЛ, 1959, стр. 556.
8. L. W. Fagg, S. S. Hanna, Rev. Mod. Phys. 31, 711 (1959).
9. А. З. Долгинов, в сб. «Гамма-лучи», М., Изд-во АН СССР, 0000.
10. R. Bernheim, Optical Pumping, N. Y., 1965.
11. Д. А. Варшалович, Астрон. ж. 42, 557 (1965).
12. Д. А. Варшалович, Астрофизика 4, 519 (1968).
13. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, Статистическая физика, М., Физматгиз, 1963.
14. С. А. Каплан, С. Б. Пикельнер, Межзвездная среда, М., Физматгиз, 1963.
15. К. У. Аллен, Астрофизические величины, М., ИЛ, 1960.
16. Landolt-Börnstein, Tables, vol. 1. Astronomy and Astrophysics, New Series, Springer, Berlin, 1965.
17. A. Kastler, J. Phys. et Radium 11, 255 (1950).
18. A. Kastler, Proc. Phys. Soc. (London) A67, 853 (1954).
19. A. Kastler, J. Opt. Soc. Amer. 47, 460 (1957).
20. C. Cohen-Tannoudji, A. Kastler, в сб. Progress in Optics, vol. 5, E. Wolf, Ed., 1965.
21. W. B. Hawkins, Phys. Rev. 98, 478 (1955).
22. H. G. Dehmelt, Phys. Rev. 105, 1487 (1957).
23. H. G. Dehmelt, K. B. Jefferts, Phys. Rev. 125, 1318 (1962).
24. W. E. Baylis, Phys. Lett. 26A, 414 (1968).
25. P. A. Franken, R. Sands, J. Hobart, Phys. Rev. Lett. 1, 316 (1958).
26. А. И. Ахизер, В. Б. Берестецкий, Квантовая электродинамика, Изд. 3-е, М., «Наука», 1969.
27. А. Р. Стриганов, Н. С. Свентццкий, Таблицы спектральных линий нейтральных и ионизованных атомов, М., Атомиздат, 1966.
28. Д. А. Варшалович, ЖЭТФ 52, 242 (1967).
29. D. A. Varshalovich, Proc. of 5th Intern. Conference on Physics of Electronic and Atomic Collision 1967, стр. 522.
30. Д. А. Варшалович, Труды VI Всесоюзной зимней школы по космофизике, 1969, стр. 186.
31. H. Weaver, D. R. Williams, N. H. Dieter, W. T. Lum, Nature 208, 29 (1965).
32. S. Weinreb, M. L. Meeks, J. C. Carter, A. H. Barrett, A. E. Rogers, Nature 208, 440 (1965).
33. A. C. Cheung, D. M. Rank, C. H. Townes, D. D. Thornton, W. J. Welch, Nature 221, 626 (1969).
34. S. H. Knowles, C. H. Mayer, A. C. Cheung, D. M. Rank, C. H. Townes, Science 163, 1055 (1969).
35. M. L. Meeks, J. C. Carter, A. H. Barrett, P. R. Schwartz, J. M. Waters, W. E. Brown, Science 165 (1969).
36. D. A. Varshalovich, Proc. of the Intern. Conference on Physics of Electronic and Atomic Collision 1969, стр. 320.
37. Д. А. Варшалович, Письма ЖЭТФ 4, 180 (1966).
38. F. Perkins, T. Gold, E. Salpeter, Astrophys. J. 145, 361 (1966).
39. Д. А. Варшалович, ЖЭТФ 56, 614 (1969).
40. I. P. Heppner, N. F. Ness, C. S. Scarce, I. L. Sillman, J. Geophys. Res. 68, 1 (1963).
41. E. N. Parker, Astrophys. J. 145, 169 (1966).