ЖЭТФ, 2002, том 121, вып. 4, стр. 847–859

СВЕТОИНДУЦИРОВАННЫЙ ДРЕЙФ ИОНОВ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

А. И. Пархоменко*

Институт автоматики и электрометрии Сибирского отделения Российской академии наук
630090, Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 27 ноября 2001 г.

Теоретически исследовано влияние магнитного поля на дрейф ионов в слабоионизованном газе под совместным действием эффектов светоиндуцированного дрейфа и светового давления. Показано, что в слабоионизованном газе при наложении внешнего магнитного поля может возникать поперечная к направлению распространения излучения компонента скорости дрейфа ионов под действием света. Показано, что в магнитном поле действующая на ионы сила Лоренца радикально изменяет зависимость скорости дрейфа ионов от расстройки частоты излучения. Предсказывается, что с ростом магнитного поля проекция скорости дрейфа ионов на направление излучения должна изменять свой знак и может наблюдаться аномальный светоиндуцированный дрейф.

PACS: 42.50.Vk, 34.20.Cf

1. ВВЕДЕНИЕ

После предсказания явления светоиндуцированного дрейфа [1] и первого его экспериментального наблюдения [2] выполнено большое количество экспериментальных и теоретических работ, посвященных светоиндуцированному дрейфу (см., например, [3–13] и представленную там библиографию). Суть эффекта состоит в возникновении направленного макроскопического потока частиц, поглощающих излучение и находящихся в смеси с буферными частицами. Напомним природу явления. Вследствие эффекта Доплера излучение воздействует на поглощающие частицы селективно по скоростям — создает эффективные «пучки» частиц в возбужденном и основном состояниях, направленные навстречу друг к другу. В атмосфере буферного газа эти пучки испытывают различное сопротивление из-за различия транспортных частот столкновений возбужденных и невозбужденных частиц. В итоге газ поглощающих частиц как целое приобретает направленное движение. Скорость дрейфа пропорциональна относительной разности $(\nu_n - \nu_m)/\nu_n$ транспортных частот столкновений резонансных частиц с буферными в основном (ν_n) и возбужденном (ν_m) состояниях. На этом базируется одно из основных научных приложений эффекта светоиндуцированного дрейфа — измерение относительного изменения транспортных частот столкновений при возбуждении частиц.

Эффект светоиндуцированного дрейфа относится к ряду наиболее сильных эффектов воздействия излучения на поступательное движение частиц. Теоретически при лазерном возбуждении скорость светоиндуцированного дрейфа может достигать величины тепловой скорости [4]. Экспериментально показано, что атомы в результате светоиндуцированного дрейфа могут двигаться со скоростью порядка нескольких десятков метров в секунду [6]. К настоящему времени эффект светоиндуцированного дрейфа экспериментально зарегистрирован почти для двух десятков различных объектов — атомов и молекул. Эффект светоиндуцированного дрейфа возможен не только для атомов и молекул в газовой среде, но и для ионов в слабоионизованном газе [14], электронов проводимости в твердых телах [15, 16], экситонов Ванье–Мотта в полупроводниках [17].

Из простых физических соображений очевидно, что внешнее магнитное поле может оказывать сильное влияние на светоиндуцированный дрейф заряженных частиц из-за силы Лоренца, действующей на дрейфующие в магнитном поле частицы. До недавнего времени силовой аспект влияния магнит-

*E-mail: par@iae.nsk.su

ного поля на светоиндуцированный дрейф заряженных частиц вообще не исследовался. Впервые этот вопрос рассматривался в работах [18, 19] для случая светоиндуцированного дрейфа ионов. К сожалению, результаты работ [18, 19] не могут претендовать на достоверность, ввиду того что в уравнениях, анализируемых в этих работах, некорректно учтено влияние магнитного поля на светоиндуцированный дрейф[1)]. В недавней работе [20] теоретически исследован силовой аспект влияния магнитного поля на светоиндуцированный дрейф ионов в предельных случаях однородного уширения линии поглощения ($\Gamma \gg kv_T$, где Γ — однородная полуширина линии поглощения ионов, kv_T — доплеровская ширина) или сильных магнитных полей (при $\omega_c \gg kv_T$ и произвольном соотношении между Γ и kv_T; ω_c — циклотронная частота вращения ионов в магнитном поле). В [20] выявлены некоторые интересные особенности светоиндуцированного дрейфа ионов в магнитном поле, а именно: возникновение поперечной к направлению распространения излучения компоненты скорости дрейфа; изменение знака проекции скорости дрейфа на направление излучения с ростом магнитного поля; радикальное изменение зависимости скорости дрейфа ионов от расстройки частоты излучения. Однако наиболее интересный случай не слишком сильных магнитных полей, $\omega_c \ll kv_T$, при доплеровском уширении линии ($kv_T \gg \Gamma$) полученными в [20] формулами не описывается.

Цель настоящей работы — теоретический расчет и исследование эффекта светоиндуцированного дрейфа ионов в магнитном поле произвольной величины при произвольном соотношении между доплеровской и однородной ширинами линии поглощения. По сравнению с [20] в данной работе использован другой подход к вычислениям скорости светоиндуцированного дрейфа, что позволило снять налагаемые в [20] ограничения на величину магнитного поля и на соотношение между Γ и kv_T. Силовое воздействие внешнего магнитного поля на светоиндуцированный дрейф ионов будет максимальным в том случае, когда магнитное поле перпендикулярно к направлению скорости дрейфа. Именно этот случай и исследуется в данной работе.

Эффект светоиндуцированного дрейфа и в оптимальных для него условиях по степени проявления способен на несколько порядков превосходить широко известный эффект светового давления. Однако в зависимости от конкретных объектов и условий может возникнуть необходимость рассмотрения совместного действия этих эффектов (в случае, когда эффект светоиндуцированного дрейфа по тем или иным причинам «подавлен» и сравним или даже слабее эффекта светового давления). Поэтому в данной работе рассматривается совместное действие этих эффектов.

2. ИСХОДНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Рассмотрим трехкомпонентный слабоионизованный газ, находящийся в постоянном однородном магнитном поле $\mathbf{B}$ и состоящий из электронов, одного сорта однозарядных положительных ионов и нейтральных атомов. В слабоионизованном газе столкновения заряженных частиц друг с другом несущественны, так как частоты столкновений электронов и ионов с нейтральными атомами много больше частот их столкновений друг с другом (при температуре порядка 0.1 эВ это условие предполагает степень ионизации газа $\lesssim 10^{-4}$ [21]). Пусть излучение в виде бегущей монохроматической волны резонансно поглощается на переходе $m-n$ между основным n и первым возбужденным m уровнями ионов. Далее мы сосредоточимся на исследовании только силового воздействия магнитного поля на дрейф ионов и поэтому ограничимся рассмотрением простейшего случая, когда можно не принимать во внимание зеемановское расщепление линии поглощения. Например, расщепления линии нет в случае простого эффекта Зеемана (равенство g-факторов Ланде комбинирующих состояний m, n) при поперечном к магнитному полю $\mathbf{B}$ направлении распространения излучения, линейно поляризованного вдоль $\mathbf{B}$.

В этих условиях взаимодействие излучения с двухуровневыми частицами (ионами) при учете эффекта отдачи описывается следующими уравнениями для матрицы плотности [9, 22]:

$$\left[\frac{d}{dt} + \Gamma_m\right]\rho_m(\mathbf{v}) = S_m(\mathbf{v}) + NP(\mathbf{v} - \boldsymbol{\xi}),$$

$$\frac{d}{dt}\rho_n(\mathbf{v}) = S_n(\mathbf{v}) + \widehat{\Gamma}_m\rho_m(\mathbf{v}) - NP(\mathbf{v} + \boldsymbol{\xi}), \qquad (1)$$

[1)] В работах [18, 19] не учтено влияние магнитного поля на скорость дрейфа ионов $\mathbf{u}(\mathbf{r}, t)$ (в обозначениях [18, 19]), входящую в уравнение для потока ионов (уравнение (8) в [18] и уравнение (1) в [19]). Анализируемое в [18, 19] уравнение для потока ионов фактически является видоизмененным первым уравнением системы уравнений (8) настоящей работы (при $\mathbf{a} = 0$ и $\boldsymbol{\xi} = 0$) и в обозначениях настоящей работы имеет следующий вид: $\nu_n\mathbf{J} + (\nu_m - \nu_n)\mathbf{j}_0 = -(v_T^2/2)\nabla N + \omega_c\mathbf{J} \times \mathbf{h}$, где поток $\mathbf{j}_0$, в отличие от потока $\mathbf{j}_m$ в (8), не зависит от магнитного поля.

$$\left[\frac{d}{dt}+\frac{\Gamma_m}{2}-i(\Omega-\mathbf{k}\cdot\mathbf{v})\right]\rho_{mn}(\mathbf{v})=$$

$$=S_{mn}(\mathbf{v})+iG\Big[\rho_n(\mathbf{v}-\boldsymbol{\xi})-\rho_m(\mathbf{v}+\boldsymbol{\xi})\Big],$$

где

$$\begin{gathered}\frac{d}{dt}\equiv\frac{\partial}{\partial t}+\mathbf{v}\frac{\partial}{\partial\mathbf{r}}+\mathbf{a}_i\frac{\partial}{\partial\mathbf{v}},\\ \mathbf{a}_i=\frac{e\mathbf{E}}{M}+\omega_c\mathbf{v}\times\mathbf{h},\quad \omega_c=\frac{eB}{Mc},\\ \widehat{\Gamma}_m\rho_m(\mathbf{v})=\frac{\Gamma_m}{4\pi}\int\rho_m(\mathbf{v}+2\xi\mathbf{n}_r)d\mathbf{n}_r,\\ NP(\mathbf{v})=-2\mathrm{Re}[iG^*\rho_{mn}(\mathbf{v})],\\ \boldsymbol{\xi}=\frac{\hbar\mathbf{k}}{2M},\quad |G|^2=\frac{B_{nm}I}{2\pi},\\ B_{nm}=\frac{\lambda^2\Gamma_m}{4\hbar\omega},\quad \Omega=\omega-\omega_{mn}.\end{gathered}\tag{2}$$

Здесь $\mathbf{h}=\mathbf{B}/B$ — единичный вектор в направлении магнитного поля; $\rho_i(\mathbf{v})$ — распределение ионов по скоростям на уровне $i=m,n$; N — полная концентрация ионов; $S_m(\mathbf{v})$, $S_n(\mathbf{v})$ и $S_{mn}(\mathbf{v})$ — интегралы столкновений ионов; ω,λ и $\mathbf{k}$ — частота, длина волны и волновой вектор излучения; Γ_m — скорость спонтанного распада возбужденного состояния m; $\widehat{\Gamma}_m\rho_m(\mathbf{v})$ — интегральный оператор, описывающий радиационный приход частиц с возбужденного уровня m на основной уровень n с учетом изменения скорости частиц из-за эффекта отдачи при спонтанном испускании; $\mathbf{n}_r$ — единичный вектор, определяющий направление спонтанного излучения; ω_{mn} — частота перехода $m-n$; B_{nm} — второй коэффициент Эйнштейна для перехода $m-n$; I — интенсивность излучения; $P(\mathbf{v})$ — число актов поглощения излучения в единицу времени ионом с заданной скоростью $\mathbf{v}$ в единичном интервале скоростей; $2\boldsymbol{\xi}$ — скорость отдачи иона при поглощении фотона; ω_c — циклотронная частота вращения ионов; e — элементарный электрический заряд; M — масса иона; $\mathbf{B}$ — индукция магнитного поля; $\mathbf{E}$ — напряженность внутреннего электрического поля в среде.

Электрическое поле $\mathbf{E}$ в среде может возникать из-за направленного движения ионов как целого вследствие эффектов светоиндуцированного дрейфа и светового давления. При этом возможны два различных случая. Если концентрация заряженных частиц недостаточно велика, для того чтобы ионизованный газ проявлял свойства плазмы (дебаевский радиус r_d, характеризующий пространственное разделение заряженных частиц, много больше характерных размеров системы L), то электроны не влияют на дрейф ионов и полем $\mathbf{E}$ в уравнениях (1) можно пренебречь.

Если же концентрация заряженных частиц достаточно велика, для того чтобы ионизованный газ проявлял свойства плазмы ($r_d\ll L$), то направленное движение ионов должно вызывать, в силу условия квазинейтральности плазмы, направленное движение электронов. Это и приводит к возникновению электрического поля $\mathbf{E}$, которое компенсирует силу трения электронов о буферные частицы (нейтральные атомы).

Таким образом, в плазменных условиях движение электронов согласовано с движением ионов через электрическое поле $\mathbf{E}$, и уравнения (1) нужно дополнить уравнением для функции распределения электронов $\rho_e(\mathbf{v})$:

$$\left[\frac{\partial}{\partial t}+\mathbf{v}\frac{\partial}{\partial\mathbf{r}}+\mathbf{a}_e\frac{\partial}{\partial\mathbf{v}}\right]\rho_e(\mathbf{v})=S_e(\mathbf{v}),\tag{3}$$

где

$$\mathbf{a}_e=-\frac{e\mathbf{E}}{m}-\omega_e\mathbf{v}\times\mathbf{h},\quad \omega_e=\frac{eB}{mc},\tag{4}$$

m — масса электрона; ω_e — электронная циклотронная частота; $S_e(\mathbf{v})$ — интеграл столкновений электронов.

Для недиагонального интеграла столкновений $S_{mn}(\mathbf{v})$ в (1) будем использовать обычное в нелинейной спектроскопии приближение [9, 22]

$$S_{mn}(\mathbf{v})=-\left(\Gamma-\frac{\Gamma_m}{2}\right)\rho_{mn}(\mathbf{v}),\tag{5}$$

означающее, что столкновения полностью сбивают фазу осциллирующего дипольного момента (Γ — однородная полуширина линии поглощения ионов).

Неупругие столкновительные процессы (ионизация, рекомбинация и др.) для рассматриваемой задачи несущественны (эффективные частоты ионизации и рекомбинации малы по сравнению с частотами упругих столкновений) и в дальнейшем мы ограничимся учетом только упругих столкновений ионов и электронов с буферными частицами (нейтральными атомами).

Как известно [5, 7, 9], многие экспериментальные результаты исследования светоиндуцированного дрейфа хорошо описываются соответствующей «стандартной» теорией с не зависящими от скорости транспортными частотами столкновений резонансных частиц с буферными. Резкое отклонение от «стандартной» теории (так называемый «аномальный» светоиндуцированный дрейф[2)]) возникает только в том случае, когда для резонансных частиц разность транспортных частот столкновений

$$\Delta\nu(v) \equiv \nu_m(v) - \nu_n(v)$$

на комбинирующих (затронутых излучением) уровнях изменяет свой знак как функция скорости v [12, 13]. В данной работе мы будем полагать, что $\Delta\nu(v)$ не изменяет своего знака как функция скорости v, т. е. светоиндуцированный дрейф ионов хорошо описывается теорией с не зависящими от скорости транспортными частотами столкновений. В этом случае для первого момента от диагональных интегралов столкновений справедливо соотношение [9]

$$\begin{gathered} \int \mathbf{v} S_i(\mathbf{v})\, d\mathbf{v} = -\nu_i \mathbf{j}_i, \\ \mathbf{j}_i = \int \mathbf{v} \rho_i(\mathbf{v})\, d\mathbf{v}, \quad i = m, n, e, \end{gathered} \tag{6}$$

где ν_i — средняя транспортная частота столкновений; $\mathbf{j}_m, \mathbf{j}_n$ — потоки ионов в состояниях m, n; $\mathbf{j}_e$ — поток электронов. Для ионов ($i = m, n$) средняя транспортная частота связана простой формулой с коэффициентом диффузии D_i ионов в состоянии i:

$$\nu_i = \frac{v_T^2}{2D_i}, \quad v_T = \sqrt{\frac{2k_B T}{M}}, \tag{7}$$

v_T — наиболее вероятная скорость ионов, T — температура, k_B — постоянная Больцмана. Для электронов ($i = e$) коэффициент диффузии

$$D_e = v_e^2 / 2\nu_e,$$

где v_e — наиболее вероятная скорость электронов.

3. УРАВНЕНИЯ ДЛЯ ПОТОКОВ ЧАСТИЦ

Для вычисления скорости дрейфа ионов в дальнейшем удобно перейти от кинетических уравнений (1), (3) к уравнениям для потоков частиц (гидродинамические уравнения). Умножим первые два уравнения в (1) и уравнение (3) на $\mathbf{v}$ и затем проинтегрируем их по $\mathbf{v}$. Учитывая при этом (6), получим

$$\begin{gathered} \left(\frac{\partial}{\partial t} + \nu_n\right)\mathbf{J} + \frac{1}{M}\sum_{\alpha\beta} \mathbf{e}_\alpha \frac{\partial}{\partial x_\beta} P_{\alpha\beta} + (\nu_m - \nu_n)\mathbf{j}_m = \\ = \mathbf{a}N + \omega_c \mathbf{J} \times \mathbf{h} + 2NP\boldsymbol{\xi}, \\[2ex] \left(\frac{\partial}{\partial t} + \Gamma_m + \nu_m\right)\mathbf{j}_m + \frac{1}{M}\sum_{\alpha\beta} \mathbf{e}_\alpha \frac{\partial}{\partial x_\beta} P^{(m)}_{\alpha\beta} = \\ = \mathbf{a}N_m + \omega_c \mathbf{j}_m \times \mathbf{h} + NP\boldsymbol{\xi} + N\int \mathbf{v} P(\mathbf{v})\, d\mathbf{v}, \\[2ex] \left(\frac{\partial}{\partial t} + \nu_e\right)\beta\mathbf{j}_e + \frac{1}{M}\sum_{\alpha\beta} \mathbf{e}_\alpha \frac{\partial}{\partial x_\beta} P^{(e)}_{\alpha\beta} + \\ + \mathbf{a}N_e + \omega_c \mathbf{j}_e \times \mathbf{h} = 0, \end{gathered} \tag{8}$$

где

$$\begin{gathered} P = \int P(\mathbf{v})\, d\mathbf{v}, \quad \mathbf{J} = \mathbf{j}_m + \mathbf{j}_n, \quad N = N_m + N_n, \\ \mathbf{a} = \frac{e\mathbf{E}}{M}, \quad \beta = \frac{m}{M}, \end{gathered} \tag{9}$$

$$P_{\alpha\beta} = P^{(m)}_{\alpha\beta} + P^{(n)}_{\alpha\beta}, \quad P^{(i)}_{\alpha\beta} = M_i \int v_\alpha v_\beta\, \rho_i(\mathbf{v})\, d\mathbf{v},$$

$$N_i = \int \rho_i(\mathbf{v})\, d\mathbf{v}, \quad i = m, n, e,$$

P — число актов поглощения излучения в единицу времени ионом; $\mathbf{J}$ — полный поток ионов; N_m, N_n — концентрации ионов в состояниях m, n; N_e — концентрация электронов; $\mathbf{e}_\alpha$ — единичный вектор в направлении оси координат x_α; v_α — проекция скорости $\mathbf{v}$ на ось x_α; $P^{(i)}_{\alpha\beta}$ — тензор плотности потока импульса для ионов в состояниях m, n ($M_i = M$) и для электронов ($M_i = m$); $\mathbf{a}$ — ускорение ионов, обусловленное внутренним электрическим полем $\mathbf{E}$; $\beta = m/M$ — отношение масс электрона и иона.

Для упрощения задачи ограничимся условием слабой интенсивности излучения, предположив, что скорость вынужденных переходов мала по сравнению со скоростью Γ_m радиационного распада возбужденного уровня m ($P \ll \Gamma_m$). В этих условиях во втором уравнении (8) можно пренебречь квадратичным по интенсивности излучения членом $\mathbf{a}N_m$. Тогда в стационарных и пространственно однородных условиях с учетом квазинейтральности плазмы ($N_e = N$) уравнения (8) принимают вид

$$\nu_n \mathbf{J} + (\nu_m - \nu_n)\mathbf{j}_m = \mathbf{a}N + \omega_c \mathbf{J} \times \mathbf{h} + 2NP\boldsymbol{\xi},$$

[2)] В 1992 году при исследовании светоиндуцированного дрейфа молекул C_2H_4 в буферном газе Kr было обнаружено неожиданно резкое отклонение частотной зависимости скорости дрейфа от дисперсионно-подобной кривой [10]: наблюдался аномальный спектральный профиль скорости дрейфа с тремя нулями вместо одного нуля, как должно было бы быть по существовавшей тогда теории светоиндуцированного дрейфа с не зависящими от скорости транспортными частотами столкновений. Отличие от предсказаний теории было столь сильным, что эффект получил название «аномальный» светоиндуцированный дрейф.

$$(\Gamma_m+\nu_m)\mathbf{j}_m = \\ = \omega_c\mathbf{j}_m \times \mathbf{h} + NP\boldsymbol{\xi} + N\int \mathbf{v}P(\mathbf{v})\,d\mathbf{v}, \quad (10)$$

$$\beta\nu_e\,\mathbf{j}_e + \mathbf{a}N + \omega_c\mathbf{j}_e \times \mathbf{h} = 0.$$

Скорость дрейфа ионов по определению равна $\mathbf{u} \equiv \mathbf{J}/N$ и находится из системы уравнений (10) через нулевой ($P = \int P(\mathbf{v})\,d\mathbf{v}$) и первый ($\int \mathbf{v}P(\mathbf{v})\,d\mathbf{v}$) моменты вероятности $P(\mathbf{v})$ поглощения излучения в единицу времени ионом с заданной скоростью $\mathbf{v}$.

В случае, когда концентрация заряженных частиц недостаточно велика, для того чтобы ионизованный газ проявлял свойства плазмы (газовые условия, $r_d \gg L$), электроны не влияют на дрейф ионов и в уравнениях (10) можно положить $\mathbf{a} = 0$. В этом случае скорость дрейфа ионов находится из первых двух уравнений системы (10).

В случае, когда концентрация заряженных частиц достаточно велика, для того чтобы ионизованный газ проявлял свойства плазмы (плазменные условия, $r_d \ll L$), в уравнениях (10) уже нельзя пренебречь ускорением ионов $\mathbf{a}$, обусловленным внутренним электрическим полем $\mathbf{E}$, и скорость дрейфа нужно находить из системы трех уравнений (10).

Из формул для скорости дрейфа в плазменных условиях легко получить формулы для скорости дрейфа в газовых условиях путем замены эффективной частоты столкновений $\widetilde{\nu}_n$ на ν_n (см. (18)). Поэтому рассмотрим сначала дрейф ионов в плазменных условиях.

Из уравнений непрерывности для ионов и электронов (они вытекают из уравнений (1) и (3), проинтегрированных по $\mathbf{v}$ с учетом соотношения

$$\int S_i(\mathbf{v})\,d\mathbf{v} = 0, \quad i = m, n, e,$$

означающего сохранение числа частиц при упругих столкновениях) с учетом квазинейтральности плазмы ($N_e = N$) следует условие

$$\operatorname{div}\mathbf{J} = \operatorname{div}\mathbf{j}_e, \qquad (11)$$

которое задает связь между потоками ионов и электронов, втекающими в каждый элемент объема. В магнитном поле условие (11) может выполняться и при $\mathbf{J} \neq \mathbf{j}_e$ из-за анизотропии коэффициентов подвижности и диффузии заряженных частиц.

Выясним связь между потоками $\mathbf{J}$ и $\mathbf{j}_e$ для рассматриваемого нами случая дрейфа ионов под действием плоской световой волны, распространяющейся поперек магнитного поля. Для этого в цилиндрической системе координат ρ, φ, z с осью z вдоль однородного магнитного поля $\mathbf{B}$ рассмотрим следующую конфигурацию. Пусть в однородной безграничной плазме от источника излучения, вытянутого вдоль оси z, радиально расходится цилиндрическая монохроматическая волна с волновым вектором $\mathbf{k}$, перпендикулярным оси z. Тогда скорость дрейфа ионов под действием света зависит только от радиуса ρ и из (11) следует равенство радиальных компонент потоков $\mathbf{J}_\rho = \mathbf{j}_{e\rho}$, т. е. дрейф ионов и электронов вдоль направления $\mathbf{k}$ будет иметь амбиполярный характер. В стационарных условиях внутреннее электрическое поле $\mathbf{E}$, возникающее в плазме из-за дрейфа ионов, является безвихревым ($\mathrm{rot}\mathbf{E} = 0$), поэтому азимутальная компонента поля $\mathbf{E}_\varphi = 0$. Таким образом, для рассматриваемого случая условие (11) и соотношение $\mathbf{E}_\varphi = 0$ эквивалентны условиям

$$\mathbf{j}_{e\parallel} = \mathbf{J}_\parallel, \quad \mathbf{a} = \frac{\mathbf{k}}{k}\,a, \qquad (12)$$

где символ «$\parallel$» означает компоненту вектора, направленную вдоль $\mathbf{k}$.

Примем теперь во внимание то обстоятельство, что отдельные участки цилиндрической волны, малые по сравнению с расстоянием до источника излучения, приближенно ведут себя как плоские волны с постоянной интенсивностью излучения. Дрейф частиц под действием света на этих участках можно рассматривать как дрейф под действием плоской световой волны. Таким образом, условия (12) выполняются и для рассматриваемого нами случая дрейфа ионов под действием плоской световой волны.

Из решения системы уравнений (10) с учетом (12) находим, что при перпендикулярном к магнитному полю направлении распространения излучения (при $\mathbf{k} \perp \mathbf{B}$) скорость дрейфа ионов равна сумме двух взаимно перпендикулярных компонент $\mathbf{u}_\parallel$ и $\mathbf{u}_\perp$:

$$\mathbf{u} = \mathbf{u}_\parallel + \mathbf{u}_\perp, \qquad (13)$$

где компонента $\mathbf{u}_\parallel$ параллельна волновому вектору $\mathbf{k}$, а компонента $\mathbf{u}_\perp$ перпендикулярна $\mathbf{k}$ и $\mathbf{B}$:

$$\mathbf{u}_\parallel = \frac{\mathbf{k}}{k}u_\parallel, \quad \mathbf{u}_\perp = \mathbf{n}u_\perp, \quad \mathbf{n} = \frac{\mathbf{k}\times\mathbf{B}}{kB}. \qquad (14)$$

Проекции $u_\parallel$ и $u_\perp$ скорости дрейфа $\mathbf{u}$ на направления $\mathbf{k}$ и $\mathbf{n}$ даются следующими формулами

$$u_\parallel \equiv \frac{\mathbf{k}\cdot\mathbf{u}}{k} = \\ = \tau_\sigma\left\{\left[1-\frac{\omega_c^2}{\nu_n(\Gamma_m+\nu_m)}\right]Q_\parallel-\frac{\omega_c(\Gamma_m+\nu_m+\nu_n)}{\nu_n(\Gamma_m+\nu_m)}\,Q_\perp\right\}+ \\ + u_{0r}\left\{1+\frac{(\nu_n-\nu_m)\left[1-\dfrac{\omega_c^2}{\nu_n(\Gamma_m+\nu_m)}\right]}{2\left(\Gamma_m+\nu_m+\dfrac{\omega_c^2}{\Gamma_m+\nu_m}\right)}\right\}, \qquad (15)$$

$$u_\perp \equiv \mathbf{n}\cdot\mathbf{u} = \tau_\sigma\left\{\frac{\omega_c(\Gamma_m+\nu_m+\widetilde{\nu}_n)}{\nu_n(\Gamma_m+\nu_m)}\,Q_\parallel + \right. \\ \left. + \left[\frac{\widetilde{\nu}_n}{\nu_n}-\frac{\omega_c^2}{\nu_n(\Gamma_m+\nu_m)}\right]Q_\perp\right\} + u_{0r}\frac{\omega_c}{\nu_n}\times \\ \times\left\{1+\frac{(\nu_n-\nu_m)(\Gamma_m+\nu_m+\widetilde{\nu}_n)}{2\left[\Gamma_m+\nu_m+\dfrac{\omega_c^2}{\Gamma_m+\nu_m}\right](\Gamma_m+\nu_m)}\right\}, \qquad (16)$$

где

$$u_{0r} = \frac{2\xi P}{\widetilde{\nu}_n+\omega_c^2/\nu_n}, \\ \tau_\sigma = \frac{\nu_n-\nu_m}{\left[\widetilde{\nu}_n+\dfrac{\omega_c^2}{\nu_n}\right]\left[\Gamma_m+\nu_m+\dfrac{\omega_c^2}{\Gamma_m+\nu_m}\right]}, \\ \widetilde{\nu}_n = \nu_n+\beta\nu_e+\frac{\omega_c^2}{\beta\nu_e}, \quad Q_\parallel = \int\frac{\mathbf{k}}{k}\mathbf{v}P(\mathbf{v})\,d\mathbf{v}, \\ Q_\perp = \int\mathbf{n}\cdot\mathbf{v}P(\mathbf{v})\,d\mathbf{v}. \qquad (17)$$

Формулы (15)–(17) описывают дрейф ионов в плазменных условиях ($r_d \ll L$).

В газовых условиях ($r_d \gg L$) скорость дрейфа ионов дается прежними формулами (15)–(17) при подстановке в них

$$\widetilde{\nu}_n = \nu_n. \qquad (18)$$

Таким образом, расчет скорости дрейфа сводится к вычислению вероятности $P(\mathbf{v})$ поглощения излучения в единицу времени ионом с заданной скоростью $\mathbf{v}$.

4. ВЕРОЯТНОСТЬ ПОГЛОЩЕНИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ

Вероятность поглощения излучения $P(\mathbf{v})$ на переходе $m-n$ определяется недиагональным элементом матрицы плотности $\rho_{mn}(\mathbf{v})$. При слабой интенсивности излучения ($P \ll \Gamma_m$) в уравнении для $\rho_{mn}(\mathbf{v})$ в (1) можно пренебречь населенностью возбужденного уровня ($\rho_m(\mathbf{v}) = 0$), а распределение населенностей по скоростям в основном состоянии считать близким к максвелловскому ($\rho_n(\mathbf{v}) = NW(\mathbf{v})$, где $W(\mathbf{v})$ — распределение Максвелла). При слабой интенсивности излучения в уравнении для $\rho_{mn}(\mathbf{v})$ в (1) также можно пренебречь внутренним электрическим полем $\mathbf{E}$ и полагать $\mathbf{a}_i = \omega_c\mathbf{v}\times\mathbf{h}$. При этом в стационарных и пространственно однородных условиях из (1) с учетом (5) в линейном по малому параметру ξ/v_T приближении получим

$$\left[\Gamma - i(\Omega-\mathbf{k}\cdot\mathbf{v}) + \omega_c\mathbf{v}\times\mathbf{h}\frac{\partial}{\partial\mathbf{v}}\right]\rho_{mn}(\mathbf{v}) = \\ = iGNW(\mathbf{v})\left[1+\frac{2\mathbf{v}\cdot\boldsymbol{\xi}}{v_T^2}\right]. \qquad (19)$$

Решение уравнения (19) проведем в системе координат, ось z которой направлена вдоль магнитного поля $\mathbf{B}$, а ось x — вдоль волнового вектора излучения $\mathbf{k}$ (мы полагаем $\mathbf{k}\perp\mathbf{B}$). При этом в пространстве скоростей удобно перейти к цилиндрической системе координат $v_\perp, \varphi, v_z$ ($v_x = v_\perp\cos\varphi$, $v_y = v_\perp\sin\varphi$). В этих координатах уравнение (19) принимает вид

$$\left[\Gamma - i(\Omega - kv_\perp\cos\varphi) - \omega_c\frac{\partial}{\partial\varphi}\right]\rho_{mn}(\mathbf{v}) = \\ = iGNW(v_\perp)W(v_z)\left[1+\frac{2\xi v_\perp\cos\varphi}{v_T^2}\right], \qquad (20)$$

где

$$W(v_\perp) = \frac{1}{(\sqrt{\pi}\,v_T)^2}\exp\left(-\frac{v_\perp^2}{v_T^2}\right), \\ W(v_z) = \frac{1}{\sqrt{\pi}\,v_T}\exp\left(-\frac{v_z^2}{v_T^2}\right), \qquad (21)$$

$W(v_\perp)$ и $W(v_z)$ — распределения Максвелла по поперечной и продольной (по отношению к магнитному полю $\mathbf{B}$) проекциям скорости $\mathbf{v}$.

Решая это линейное неоднородное дифференциальное уравнение, для вероятности поглощения излучения получим следующее выражение

$$P(\mathbf{v}) = 2|G|^2 W(v_\perp) W(v_z)\,\mathrm{Re}\left\{\exp\left(i\,\frac{kv_\perp}{\omega_c}\,\sin\varphi\right)\sum_{n=-\infty}^{n=\infty}\frac{\exp(-in\varphi) J_n\left(\dfrac{kv_\perp}{\omega_c}\right)\left[1+n\dfrac{2\xi}{v_T}\,\dfrac{\omega_c}{kv_T}\right]}{\Gamma - i(\Omega - n\omega_c)}\right\}, \tag{22}$$

где $J_n(x)$ — функция Бесселя первого рода. В отсутствие магнитного поля (при $\omega_c = 0$) вероятность поглощения излучения $P(\mathbf{v})$ дается известной формулой [9, 22]:

$$P(\mathbf{v}) = \frac{2|G|^2 \Gamma W(\mathbf{v})}{\Gamma^2 + (\Omega - \mathbf{k}\cdot\mathbf{v})^2}. \tag{23}$$

Для интегральной по скоростям вероятности поглощения излучения $P = \int P(\mathbf{v})\,d\mathbf{v}$, определяющей контур линии поглощения, с помощью (22) получим

$$P = 2|G|^2 \Gamma \exp(-\mu) \times \\ \times \sum_{n=-\infty}^{n=\infty}\frac{\left[1+n\dfrac{2\xi}{v_T}\,\dfrac{\omega_c}{kv_T}\right] I_n(\mu)}{\Gamma^2 + (\Omega - n\omega_c)^2}, \quad \mu = \frac{(kv_T)^2}{2\omega_c^2}, \tag{24}$$

где $I_n(\mu)$ — модифицированная функция Бесселя. В пренебрежении эффектом отдачи из (24) следует известное [23] выражение для контура спектральной линии ионов в магнитном поле. Из (24) следует, что ларморовское вращение ионов в магнитном поле может приводить к появлению эквидистантных пиков (циклотронных резонансов) в форме линии поглощения. Расстояние между соседними пиками равно циклотронной частоте вращения ионов ω_c, ширина каждого пика определяется однородной шириной линии поглощения 2Γ. При $kv_T \gg \Gamma$ линия поглощения, описываемая формулой (24), имеет вид доплеровского контура, модулированного периодической функцией расстройки частоты излучения Ω с периодом равным ω_c. Осциллирующая функция P (24) имеет максимумы при $\Omega = n\omega_c$ и минимумы при $\Omega = (n + 1/2)\omega_c$. При $\omega_c \gg \Gamma$ доплеровский контур отчетливо расщепляется на ряд пиков, тогда как при $\omega_c \lesssim \Gamma$ форма линии отличается от доплеровской на экспоненциально малую осциллирующую добавку [23].

Следует отметить нетривиальную особенность влияния магнитного поля на поведение зависящей от скорости частиц $\mathbf{v}$ вероятности поглощения излучения $P(\mathbf{v})$. Анализ выражения (22) показывает, что при некоторых значениях скорости $\mathbf{v}$ возможны отрицательные значения $P(\mathbf{v})$. Кроме того, отрицательные значения могут принимать и интегральные характеристики

$$P(v_\perp, \varphi) = \int_{-\infty}^{\infty} P(\mathbf{v})\,dv_z, \\ P(\varphi) = \int_0^{\infty} P(v_\perp, \varphi) v_\perp dv_\perp \tag{25}$$

(здесь $P(\varphi)$ — число актов поглощения излучения в единицу времени в единичном интервале углов в расчете на один ион с заданнным углом φ между направлением излучения $\mathbf{k}$ и проекцией скоростей ионов на плоскость, перпендикулярную магнитному полю). Другими словами, в газе ионизованных частиц при наложении внешнего магнитного поля может возникать частичное по направлениям скоростей безынверсное усиление излучения ионами вследствие их ларморовского вращения. При этом практически все ионы могут находиться в основном состоянии. Частичное по скоростям безынверсное усиление излучения является «скрытым» эффектом в том смысле, что оно исчезает в результате усреднения по всем направлениям скоростей движения ионов (интегральная по скоростям вероятность поглощения излучения P положительна). Детальный анализ этого явления был бы очень интересен, однако не является целью данной работы.

5. СКОРОСТЬ ДРЕЙФА

Для величин $Q_\parallel$ и $Q_\perp$, определенных в (17) и входящих в формулы (15), (16) для скорости дрейфа, с помощью (22) получаем

$$Q_\parallel = \frac{2|G|^2\omega_c}{k}\exp(-\mu) \times \\ \times \sum_{n=-\infty}^{n=\infty}\frac{\left[1+n\dfrac{2\xi}{v_T}\,\dfrac{\omega_c}{kv_T}\right]\Gamma n I_n(\mu)}{\Gamma^2 + (\Omega - n\omega_c)^2}, \tag{26}$$

$$Q_{\perp} = \frac{2|G|^2\omega_c}{k}\exp(-\mu)\sum_{n=-\infty}^{n=\infty}\frac{\left[1+n\frac{2\xi}{v_T}\frac{\omega_c}{kv_T}\right]\left(n\omega_c-\Omega\right)\left[\left(|n|-\mu\right)I_n(\mu)+\mu I_{|n|+1}(\mu)\right]}{\Gamma^2+\left(\Omega-n\omega_c\right)^2}. \quad (27)$$

Расчет скорости дрейфа ионов на этом завершен. Скорость дрейфа находится по формулам (15), (16) при подстановке в них вероятности поглощения излучения P из (24) и величин $Q_{\parallel}$, $Q_{\perp}$ из (26), (27).

Согласно этим формулам правые части выражений (15), (16) для $u_{\parallel}$ и $u_{\perp}$ можно записать в виде суммы двух слагаемых:

$$u_{\parallel} = u_{L\parallel} + u_{r\parallel}, \quad u_{\perp} = u_{L\perp} + u_{r\perp}, \quad (28)$$

где скорости $u_{L\parallel}$, $u_{L\perp}$ не равны нулю только при $\nu_m \neq \nu_n$ и не зависят от скорости отдачи 2ξ иона при поглощении фотона (эффект светоиндуцированного дрейфа), а скорости $u_{r\parallel}$, $u_{r\perp}$ не равны нулю только при $\xi \neq 0$ (световое давление). Таким образом, скорость дрейфа $\mathbf{u}$ (13) можно также представить в виде суммы скоростей дрейфа $\mathbf{u}_L$ и $\mathbf{u}_r$, обусловленных эффектами светоиндуцированного дрейфа ($\mathbf{u}_L$) и светового давления ($\mathbf{u}_r$):

$$\mathbf{u} = \mathbf{u}_L + \mathbf{u}_r. \quad (29)$$

Формулы для скоростей $\mathbf{u}_L$ и $\mathbf{u}_r$, получаемые в результате соответствующей группировки в (15), (16) зависящих и не зависящих от ξ членов, очевидны, и мы их здесь не приводим.

В случае сильных магнитных полей ($\omega_c \gg kv_T$) или в случае однородного уширения линии поглощения ($\Gamma \gg kv_T$) полученные в данной работе формулы для скорости дрейфа существенно упрощаются и в пренебрежении эффектом отдачи совпадают с формулами, полученными ранее в работе [20] с помощью метода Грэда решения кинетических уравнений.

На рис. 1–3 представлены результаты расчетов скорости дрейфа по формулам (15), (16) при подстановке в них (24), (26) и (27). На всех рисунках в качестве единицы измерения скорости взята величина

$$u_R = \frac{2\xi P_0}{\nu_n}, \quad P_0 = \frac{2\sqrt{\pi}\,|G|^2}{kv_T}, \quad (30)$$

которая равна максимальному (при $\Omega = 0$) значению скорости дрейфа ионов $\mathbf{u}_r$ под действием светового давления в отсутствие магнитного поля и при $\nu_m = \nu_n$. Величина P_0 есть вероятность поглощения излучения в центре линии при доплеровском уширении в отсутствие магнитного поля. Отношение максимальных значений скоростей $\mathbf{u}_L$ и $\mathbf{u}_r$ в отсутствие магнитного поля и при доплеровском уширении характеризуется параметром A:

$$\frac{|(\mathbf{u}_L)_{\omega_c\to 0}|_{max}}{u_R} \approx \frac{v_T}{5.4\,\xi}\frac{|\nu_m-\nu_n|}{\Gamma_m+\nu_n} \equiv A. \quad (31)$$

При значениях параметров, взятых для расчетов кривых на рис. 1 и рис. 3, величина $A \approx 600$, т. е. в отсутствие магнитного поля скорость $\mathbf{u}_L$ дрейфа, обусловленного эффектом светоиндуцированного дрейфа, в 600 раз превосходит скорость $\mathbf{u}_r$ дрейфа, обусловленного световым давлением.

Рисунки 1 и 2 иллюстрируют зависимость скорости дрейфа ионов от расстройки частоты излучения Ω и величины магнитного поля в газовых условиях ($r_d \gg L$). На рис. 1*а* видно, что с ростом магнитного поля проекция $u_{\parallel}$ скорости дрейфа на направление излучения меняет свой знак. Изменение знака происходит в области значений циклотронной частоты

$$\omega_c \sim \sqrt{\nu_n(\Gamma_m+\nu_m)}. \quad (32)$$

Так как при значениях параметров, взятых для расчетов кривых на рис. 1*а*, выполняется условие $|u_{L\parallel}| \gg |u_{r\parallel}|$ (и поэтому $u_{\parallel} \approx u_{L\parallel}$), кривые на рис. 1*а* фактически иллюстрируют зависимость скорости $u_{L\parallel}$ светоиндуцированного дрейфа от расстройки частоты излучения Ω. Кривые *1* и *3* на рис. 1*а* соответствуют обычному эффекту светоиндуцированного дрейфа с характерной дисперсионно-подобной (с точностью до знака — производная по частоте от контура линии поглощения) частотной зависимостью скорости дрейфа $u_{L\parallel}(\Omega)$ с одним нулем при нулевом значении расстройки частоты излучения. Кривая *2* на рис. 1*а* с тремя нулями соответствует аномальному светоиндуцированному дрейфу [10–13] с резким отклонением частотной зависимости скорости дрейфа $u_{L\parallel}(\Omega)$ от дисперсионно-подобной кривой. Аномальный светоиндуцированный дрейф так же, как и изменение направления дрейфа, возникает при циклотронной частоте вращения ионов, по порядку величины определяемой

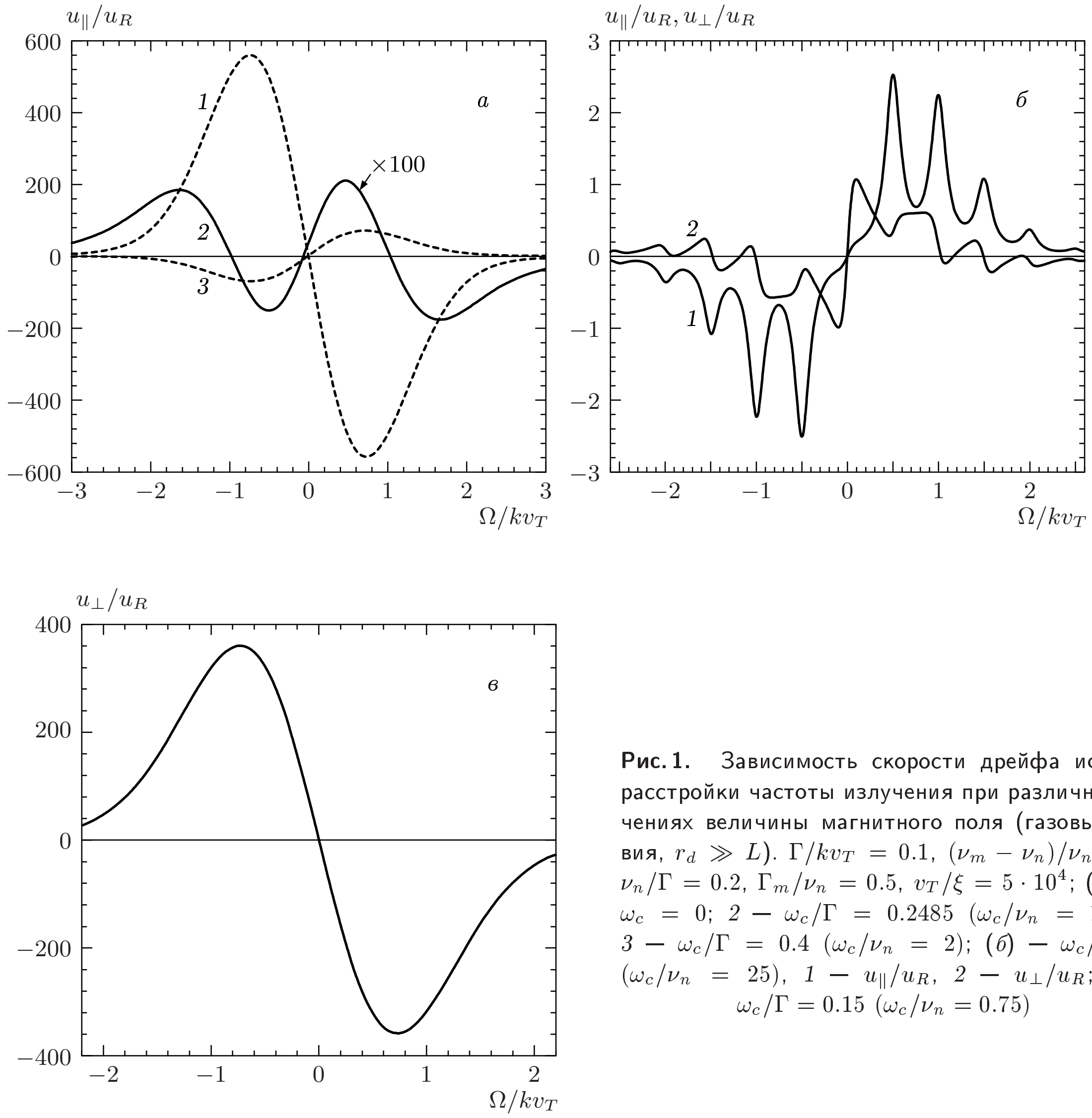

Рис. 1. Зависимость скорости дрейфа ионов от расстройки частоты излучения при различных значениях величины магнитного поля (газовые условия, $r_d \gg L$). $\Gamma/kv_T = 0.1$, $(\nu_m - \nu_n)/\nu_n = 0.1$, $\nu_n/\Gamma = 0.2$, $\Gamma_m/\nu_n = 0.5$, $v_T/\xi = 5 \cdot 10^4$; (*a*): *1* — $\omega_c = 0$; *2* — $\omega_c/\Gamma = 0.2485$ $(\omega_c/\nu_n = 1.2425)$; *3* — $\omega_c/\Gamma = 0.4$ $(\omega_c/\nu_n = 2)$; (*б*) — $\omega_c/\Gamma = 5$ $(\omega_c/\nu_n = 25)$, *1* — $u_\parallel/u_R$, *2* — $u_\perp/u_R$; (*в*) — $\omega_c/\Gamma = 0.15$ $(\omega_c/\nu_n = 0.75)$

соотношением (32). Анализ показывает, что интервал $\Delta\omega_c$ значений циклотронной частоты, при которых наблюдается аномальный светоиндуцированный дрейф, равен $\Delta\omega_c \approx 0.1\nu_n$.

Как уже упоминалось выше, в отсутствие внешних полей аномальный светоиндуцированный дрейф целиком и полностью обусловлен зависимостью транспортных частот столкновений от скорости v резонансных частиц, причем аномальность может возникать только в том случае, когда разность транспортных частот столкновений на комбинирующих уровнях изменяет свой знак как функция v. Результаты данной работы показывают, что для ионов во внешнем магнитном поле аномальный светоиндуцированный дрейф может возникать и при не зависящих от скорости транспортных частотах столкновений.

Физическую причину изменения направления скорости дрейфа ионов с ростом магнитного поля можно понять из следующих качественных соображений. В отсутствие магнитного поля скорость дрейфа ионов $u_\parallel$ пропорциональна разности $\nu_n - \nu_m$ транспортных частот столкновений ионов в основном и возбужденном состояниях с буферными частицами. При наличии магнитного поля коэффициент диффузии D_{iB} ионов

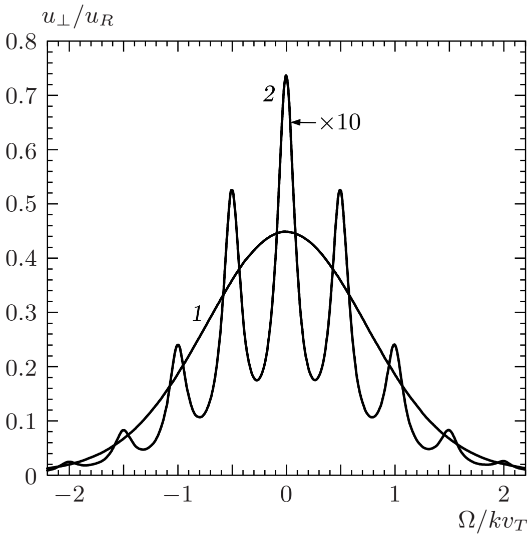

Рис. 2. Зависимость скорости дрейфа, обусловленного световым давлением, от расстройки частоты излучения (газовые условия, $r_d \gg L$). $\Gamma/kv_T = 0.1$, $\nu_m = \nu_n$, $\nu_n/\Gamma = 0.2$, $\Gamma_m/\nu_n = 0.5$; *1* — $\omega_c/\Gamma = 0.2$ ($\omega_c/\nu_n = 1$); *2* — $\omega_c/\Gamma = 5$ ($\omega_c/\nu_n = 25$)

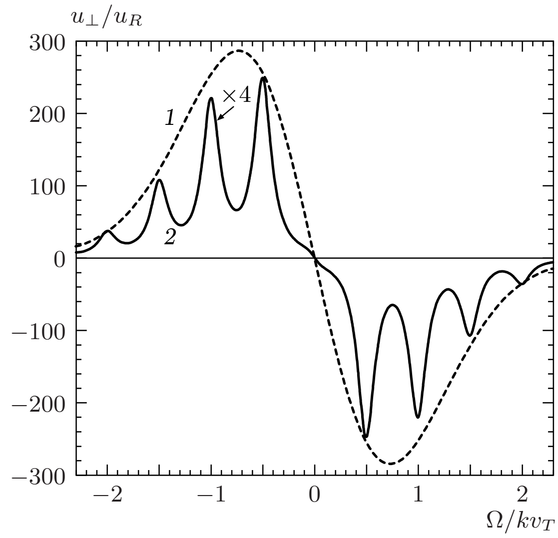

Рис. 3. Зависимость скорости дрейфа ионов от расстройки частоты излучения при различных значениях величины магнитного поля (плазменные условия, $r_d \ll L$). $\Gamma/kv_T = 0.1$, $(\nu_m - \nu_n)/\nu_n = 0.1$, $\nu_n/\Gamma = 0.2$, $\Gamma_m/\nu_n = 0.5$, $v_T/\xi = 5 \cdot 10^4$, $\beta\nu_e/\nu_n = 10^{-2}$; *1* — $\omega_c/\Gamma = 0.3$ ($\omega_c/\nu_n = 1.5$); *3* — $\omega_c/\Gamma = 5$ ($\omega_c/\nu_n = 25$)

в состоянии i поперек магнитного поля равен

$$D_{iB} = \overline{v}^2/2\nu_{iB},$$

где величина

$$\nu_{iB} = \nu_i + \omega_c^2/\nu_i$$

имеет смысл эффективной транспортной частоты столкновений ионов в состоянии i с буферными частицами при наличии магнитного поля [21]. Следовательно, при наличии магнитного поля, перпендикулярного направлению распространения излучения, можно ожидать, что (оценочно)

$$u_\parallel \propto \nu_{nB} - \nu_{mB} \propto (\nu_m - \nu_n)(\omega_c^2 - \nu_m\nu_n).$$

Отсюда видно, что с ростом магнитного поля проекция скорости дрейфа ионов на направление излучения меняет свой знак. Изменение направления дрейфа обусловлено изменением знака разности $\nu_{nB} - \nu_{mB}$ эффективных транспортных частот столкновений ионов с ростом магнитного поля.

Для показанного на рис. 1*а* случая $\omega_c \lesssim \Gamma$ форма линии поглощения ионов отличается от доплеровской на экспоненциально малую осциллирующую добавку [23]. Поэтому осцилляции не наблюдаются и в зависимости скорости дрейфа от Ω. При $\omega_c \gg \Gamma$ доплеровский контур отчетливо расщепляется на ряд пиков [23] и в зависимости скорости дрейфа от Ω возникают осцилляции (рис. 1*б*).

На рис. 1*в* показана зависимость от Ω проекции скорости дрейфа на поперечное к волновому вектору направление. Абсолютный (по Ω и ω_c) максимум скорости $u_\perp$ достигается при $\omega_c \sim \nu_n$ и близок к абсолютному максимуму скорости светоиндуцированного дрейфа в отсутствие магнитного поля (это видно из сравнения кривой *1* на рис. 1*а* с рис. 1*в*).

В случае равенства транспортных частот столкновений в основном и возбужденном состояниях ($\nu_m = \nu_n$) эффект светоиндуцированного дрейфа отсутствует и дрейф ионов происходит только под действием светового давления. В этом случае зависимость скорости дрейфа от Ω повторяет форму линии поглощения (рис. 2).

При переходе от газовых условий к плазменным зависимость от Ω проекции $u_\parallel$ скорости дрейфа на направление излучения не изменяется, но уменьшается ее величина (в $(\widetilde{\nu}_n\nu_n + \omega_c^2)/(\nu_n^2 + \omega_c^2)$ раз, как это видно из (15)). Это уменьшение обусловлено амбиполярным характером дрейфа вдоль направления излучения, что приводит к возникновению тормозящего действия со стороны электронов на дрейф ионов (в сильном магнитном поле поперечный к направлению $\mathbf{B}$ коэффициент диффузии электронов в $\nu_n/\beta\nu_e$ раз меньше поперечного коэффициента диффузии ионов [21]).

Зависимость от Ω поперечной к направлению излучения проекции $u_\perp$ скорости дрейфа изменяется при переходе от газовых условий к плазменным. В слабых магнитных полях (при $\omega_c \lesssim \Gamma$) зависимость $u_\perp(\Omega)$ остается практически той же, что и в газовых условиях, и имеет дисперсионно-подобный вид (кривая *1* на рис. 3). С ростом магнитного поля (при $\omega_c \gg \Gamma$) при переходе от газовых условий к плазменным характер зависимости $u_\perp(\Omega)$ изменяется, а в сильных магнитных полях (при $\omega_c \gg \Gamma$) величина скорости дрейфа $u_\perp$ в плазменных условиях значительно больше, чем в газовых условиях (это видно из сравнения кривых *2* на рис. 1*б* и рис. 3).

Найдем теперь амбиполярное электрическое поле $\mathbf{E}$, автоматически образующееся в плазме для выравнивания потоков разноименных заряженных частиц вдоль направления излучения. Из (10) с учетом (12) находим

$$\mathbf{E} = -\frac{\mathbf{u}_\parallel}{\mu_{e\perp}}, \quad \mu_{e\perp} = \frac{\mu_e}{1+\omega_e^2/\nu_e^2}, \quad \mu_e = \frac{e}{m\nu_e}, \qquad (33)$$

где $\mu_{e\perp}$ — подвижность электронов в перпендикулярном к магнитному полю направлении [21], μ_e — подвижность электронов в отсутствие магнитного поля.

Оценим величину $\mathbf{E}$. В слабых магнитных полях ($\omega_c = \beta\omega_e \ll \beta\nu_e$) подвижность электронов $\mu_{e\perp} \approx \mu_e$, а максимальное значение скорости дрейфа $|\mathbf{u}_\parallel|_{max} \approx Au_R$ (см. (31)). При этом напряженность амбиполярного электрического поля равна

$$|\mathbf{E}| \approx \frac{Au_R}{\mu_e} = \frac{\hbar k P_0}{e}\,\frac{\beta\nu_e}{\nu_n}\,A. \qquad (34)$$

Отсюда при длине волны излучения $\lambda \sim 0.5$ мкм, вероятности поглощения излучения в центре линии $P_0 \sim 10^7$ с$^{-1}$, значениях $\beta\nu_e/\nu_n \sim 10^{-2}$ и $A \approx 600$ (см. (31)) получаем оценку $|\mathbf{E}| \sim 5 \cdot 10^{-3}$ В/см. С ростом магнитного поля (при $\omega_c^2 \gtrsim \beta\nu_e\nu_n$, что соответствует $\widetilde{\nu}_n \gtrsim \nu_n$) скорость дрейфа уменьшается

$$|\mathbf{u}_\parallel|_{max} \sim Au_R\,\beta\nu_e\nu_n/\omega_c^2,$$

но растет тормозящее действие электронов,

$$\mu_{e\perp} \sim \mu_e\beta^2\nu_e^2/\omega_c^2.$$

В итоге напряженность амбиполярного электрического поля возрастает в $\nu_n/\beta\nu_e$ раз и при $\nu_n/\beta\nu_e \sim 100$ может достигать значений $|\mathbf{E}| \sim 0.5$ В/см.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе теоретически исследовано силовое воздействие внешнего магнитного поля на дрейф ионов при совместном действии эффектов светоиндуцированного дрейфа и светового давления в условиях, когда оно максимально и проявляется в «чистом» виде (отсутствует зеемановское расщепление линии поглощения). Силовое воздействие максимально в том случае, когда магнитное поле перпендикулярно направлению распространения излучения, и именно в этом случае его удается выделить в «чистом» виде (расщепления линии нет в случае простого эффекта Зеемана при излучении, распространяющемся поперек магнитного поля и линейно поляризованном вдоль магнитного поля). Полученные в данной работе формулы для скорости дрейфа ионов справедливы при произвольном соотношении между доплеровской и однородной ширинами линии поглощения и при произвольной величине магнитного поля.

С ростом магнитного поля проекция скорости дрейфа ионов на направление излучения меняет свой знак. Как следует из (32), для наблюдения этого эффекта требуются магнитные поля

$$B \sim 10^{-4} M\sqrt{\nu_n(\Gamma_m+\nu_m)}, \qquad (35)$$

где M — масса иона в атомных единицах. Отсюда видно, что нужная для экспериментального наблюдения этого эффекта величина магнитного поля тем меньше, чем меньше давление газа и скорость спонтанного распада возбужденного состояния иона. При транспортной частоте столкновений ионов $\nu_n \sim 10^5$ с$^{-1}$ (это соответствует давлению газа ~ 0.01 Торр), радиационной константе $\Gamma_m \sim 10^7$ с$^{-1}$ и массе ионов $M \sim 10$ а.е.м. из (35) получаем оценку $B \sim 10^3$ Гс.

Поперечная к направлению распространения излучения компонента скорости дрейфа возникает при сколь угодно слабых магнитных полях. При $\omega_c \lesssim \nu_n$ ее величину можно оценить по формуле

$$|\mathbf{u}_\perp| \sim (\omega_c/\nu_n)|\mathbf{u}_d|,$$

где $\mathbf{u}_d$ — скорость дрейфа ионов в отсутствие магнитного поля. Величина поперечной скорости дрейфа может достигать значения $|\mathbf{u}_d|$ уже в достаточно слабых магнитных полях ($B \sim 100$ Гс при $\nu_n \sim 10^5$ с$^{-1}$ и массе ионов $M \sim 10$ а.е.м.).

В лабораторных условиях светоиндуцированный дрейф ионов может проявляться в виде электрического тока (светоиндуцированный ток [14]). Между торцами ячейки со слабоионизованным газом будет возникать разность потенциалов $V \sim |\mathbf{E}|L$, где L — длина ячейки, $\mathbf{E}$ — амбиполярное электрическое поле внутри ячейки, возникающее из-за дрейфа ионов под действием света. При $|\mathbf{E}| \sim 5 \cdot 10^{-3}$ В/см (см. оценку после формулы (34)) и $L \sim 10$ см между торцами ячейки возникает разность потенциалов $V \sim 0.05$ В. По проводнику, соединяющему противоположные торцы ячейки, будет проходить электрический ток $I \sim V/R$, где R — внутреннее сопротивление плазмы. Так как $R \sim L/eNS\mu_{e\perp}$, где S — площадь поперечного сечения ячейки, с учетом (33) получаем оценку $I \sim |\mathbf{u}_\parallel|eNS$. Отсюда при скорости дрейфа $|\mathbf{u}_\parallel| \sim 10$ см/с, концентрации ионов $N \sim 10^{11}$ см$^{-3}$ и $S \sim 1$ см^2 получаем $I \sim 10^{-7}$ А.

Полученные в данной работе результаты могут представлять интерес для астрофизических приложений в связи с обсуждением в научной литературе феномена химически пекулярных звезд [24–27]. Одна из основных гипотез объясняет происхождение аномалий химического состава всех пекулярных звезд сепарацией химических элементов в их атмосферах вследствие механизма селективного дрейфа атомов и ионов под действием излучения звезды [24–27]. В качестве причины дрейфа в атмосферах звезд рассматривались как световое давление [25–28], так и эффект светоиндуцированного дрейфа [27, 29, 30]. В числе химически пекулярных звезд есть так называемые магнитные звезды [24–27] с сильными (до $3 \cdot 10^4$ Гс) крупномасштабными магнитными полями преимущественно дипольного характера. Магнитное поле, как показано в данной работе, радикально меняет картину дрейфа ионов под действием света и, следовательно, может сильно влиять на сепарацию химических элементов в атмосферах магнитных звезд.

Автор признателен А. М. Шалагину за многочисленные обсуждения и ценные критические замечания, а также Ф. Х. Гельмуханову и Л. В. Ильичеву за полезные дискуссии и внимание к работе.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 01-02-17433).

ЛИТЕРАТУРА

1. Ф. Х. Гельмуханов, А. М. Шалагин, Письма в ЖЭТФ **29**, 773 (1979).

2. В. Д. Анцыгин, С. Н. Атутов, Ф. Х. Гельмуханов, Г. Г. Телегин, А. М. Шалагин, Письма в ЖЭТФ **30**, 262 (1979).

3. Ф. Х. Гельмуханов, А. М. Шалагин, ЖЭТФ **78**, 1674 (1980).

4. А. К. Попов, А. М. Шалагин, В. М. Шалаев, В. З. Яхнин, ЖЭТФ **80**, 2175 (1981).

5. G. Nienhuis, Phys. Rep. **138**, 151 (1986).

6. С. Н. Атутов, И. М. Ермолаев, А. М. Шалагин, ЖЭТФ **92**, 1215 (1987).

7. H. G. C. Werij and J. P. Woerdman, Phys. Rep. **169**, 145 (1988).

8. П. Л. Чаповский, Изв. АН СССР, серия физ. **53**, 1069 (1989).

9. S. G. Rautian and A. M. Shalagin, *Kinetic Problems of Nonlinear Spectroscopy*, North-Holland, Amsterdam–New York–Oxford (1991).

10. G. J. van der Meer, J. Smeets, S. P. Pod'yachev, and L. J. F. Hermans, Phys. Rev. A **45**, R1303 (1992).

11. F. Yahyaei-Moayyed and A. D. Streater, Phys. Rev. A **53**, 4331 (1996).

12. F. Kh. Gel'mukhanov, A. I. Parkhomenko, T. I. Privalov, and A. M. Shalagin, J. Phys. B **30**, 1819 (1997).

13. А. И. Пархоменко, ЖЭТФ **116**, 1587 (1999).

14. Ф. Х. Гельмуханов, А. М. Шалагин, КЭ **8**, 590 (1981).

15. Э. М. Скок, А. М. Шалагин, Письма в ЖЭТФ **32**, 201 (1980).

16. А. М. Дыхне, В. А. Росляков, А. Н. Старостин, ДАН СССР **254**, 599 (1980).

17. А. И. Пархоменко, ФТТ **25**, 2374 (1983).

18. S. Dattagupta, R. Ghosh, and J. Singh, Phys. Rev. Lett **83**, 710 (1999).

19. J. Singh, R. Ghosh, and S. Dattagupta, Phys. Rev. A **61**, 025402-1 (2000).

20. А. И. Пархоменко, Письма в ЖЭТФ **74**, 172 (2001).

21. В. Е. Голант, А. П. Жилинский, И. Е. Сахаров, *Основы физики плазмы*, Атомиздат, Москва (1977).

22. С. Г. Раутиан, Г. И. Смирнов, А. М. Шалагин, *Нелинейные резонансы в спектрах атомов и молекул*, Наука, Новосибирск (1979).

23. М. И. Дъяконов, ЖЭТФ **51**, 612 (1966).

24. С. Б. Пикельнер, В. Л. Хохлова, УФН **107**, 389 (1972).

25. В. Л. Хохлова, *Магнитные звезды*, в кн.: *Итоги науки и техники, сер. Астрономия*, под ред. Р. А. Сюняева, Наука, Москва (1983), т. 24, с. 233.

26. *Физика космоса: Маленькая энциклопедия*, гл. ред. Р. А. Сюняев, Советская энциклопедия, Москва (1986), с. 360.

27. *Физическая энциклопедия*, гл. ред. А. М. Прохоров, Большая Российская энциклопедия, Москва (1998), т. 5, с. 409.

28. G. Michaud, Astrophys. J. **160**, 641 (1970).

29. С. Н. Атутов, А. М. Шалагин, Письма в Астрономич. Ж. **14**, 664 (1988).

30. K. A. Nasyrov and A. M. Shalagin, Astron. Astrophys. **268**, 201 (1993).