

## Влияние магнитного поля на светоиндуцированный дрейф ионов

А. И. Пархоменко<sup>1)</sup>

*Институт автоматики и электрометрии Сибирского отд. РАН, 630090 Новосибирск, Россия*

Поступила в редакцию 3 мая 2001 г.

После переработки 2 июля 2001 г.

Показано, что в слабоионизованном газе при наложении внешнего магнитного поля может возникнуть поперечная к направлению распространения излучения компонента скорости светоиндуцированного дрейфа (СИД) ионов. Предсказывается, что с ростом магнитного поля проекция скорости дрейфа ионов на направление излучения должна изменять свой знак и может наблюдаться аномальный СИД.

PACS: 42.50.Vk

Среди известных эффектов воздействия излучения на поступательное движение частиц одним из наиболее сильных является эффект светоиндуцированного дрейфа (СИД) [1, 2]. Суть эффекта состоит в возникновении направленного макроскопического движения 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 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 ( $\nu_n$ ) и возбужденном ( $\nu_m$ ) состояниях.

Эффект СИД в оптимальных для него условиях по степени проявления способен на несколько порядков превосходить широко известный эффект светового давления. Теоретически при лазерном возбуждении скорость дрейфа, обусловленная эффектом СИД, может достигать величины тепловой скорости [3]. Экспериментально показано, что атомы под действием СИД могут дрейфовать со скоростью порядка нескольких десятков метров в секунду [4].

Абсолютное большинство теоретических и экспериментальных работ по СИД посвящено исследованию дрейфа атомов и молекул в газовых средах (см., например, [3–11] и представленную там библиографию). Теоретическое описание СИД нейтральных

атомов в равной степени справедливо и для ионов в слабоионизованном газе при отсутствии внешних электрического и магнитного полей [12].

Из простых физических соображений легко понять, что внешнее магнитное поле может оказывать сильное влияние на СИД атомов, молекул и ионов. Можно выделить два аспекта такого влияния: спектральный и силовой. Спектральный аспект влияния магнитного поля на СИД обусловлен зеемановским расщеплением линии поглощения и проявляется для любых (нейтральных или заряженных) частиц. Силовое влияние магнитного поля на СИД проявляется только для ионов и обусловлено силой Лоренца, действующей на дрейфующие в магнитном поле ионы.

К настоящему времени влияние магнитного поля на СИД мало исследовано. Исследования на эту тему исчерпываются работами [13–15]. Спектральный аспект влияния магнитного поля на СИД продемонстрирован в экспериментальной работе [13] по пространственной локализации и накоплению нейтральных атомов с помощью эффекта СИД. Силовой аспект влияния магнитного поля на СИД ионов теоретически исследовался в работах [14, 15]. К сожалению, результаты этих работ не могут претендовать на достоверность, ввиду того что в уравнениях, анализируемых в них, некорректно учтено влияние магнитного поля на СИД.

Таким образом, фактически корректный анализ силового аспекта влияния магнитного поля на СИД ионов до сих пор не проводился. Данная работа имеет целью частично восполнить этот пробел и посвящена теоретическому исследованию силового аспекта влияния магнитного поля на СИД ионов. Как выяснилось, магнитное поле радикально изменяет картину проявления эффекта СИД ионов.

Рассмотрим трехкомпонентный слабоионизованный газ, находящийся в постоянном однородном маг-

<sup>1)</sup>e-mail: par@iae.nsk.su

нитном поле  $\mathbf{B}$  и состоящий из электронов, одного сорта однозарядных положительных ионов и нейтральных атомов. В слабоионизованном газе столкновения заряженных частиц друг с другом не существенны, так как частоты столкновений электронов и ионов с нейтральными атомами много больше частот их столкновений друг с другом (при температуре  $\sim 0.1$  эВ это условие предполагает степень ионизации газа  $\lesssim 10^{-4}$  [16]). 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) описывается следующими уравнениями для матрицы плотности [5, 17]:

$$\begin{aligned} \left[ \frac{d}{dt} + \Gamma_m \right] \rho_m(\mathbf{v}) &= S_m(\mathbf{v}) + NP(\mathbf{v}), \\ \frac{d}{dt} \rho_n(\mathbf{v}) &= S_n(\mathbf{v}) + \Gamma_m \rho_m(\mathbf{v}) - NP(\mathbf{v}), \\ \left[ \frac{d}{dt} + \frac{\Gamma_m}{2} - i(\Omega - \mathbf{k}\mathbf{v}) \right] \rho_{mn}(\mathbf{v}) &= \\ &= S_{mn}(\mathbf{v}) + iG[\rho_n(\mathbf{v}) - \rho_m(\mathbf{v})], \end{aligned} \quad (1)$$

где

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} &\equiv \frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} + \omega_c [\mathbf{v}\mathbf{h}] \frac{\partial}{\partial \mathbf{v}}, \\ NP(\mathbf{v}) &= -2\text{Re}[iG^* \rho_{mn}(\mathbf{v})], \\ \omega_c &= \frac{eB}{Mc}, \quad \mathbf{h} \equiv \frac{\mathbf{B}}{B}, \quad |G|^2 = \frac{B_{nm}I}{2\pi}, \\ B_{nm} &= \frac{\lambda^2 \Gamma_m}{4\hbar\omega}, \quad \Omega = \omega - \omega_{mn}. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь  $\rho_i(\mathbf{v})$  – 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;  $\omega$ ,  $\lambda$  и  $\mathbf{k}$  – частота, длина волны и волновой вектор излучения;  $\Gamma_m$  – скорость спонтанного распада возбужденного состояния  $m$ ;  $\omega_{mn}$  – 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;  $\omega_c$  – циклотронная частота вращения ионов;  $\mathbf{B}$  – индукция магнитного поля;  $e$  – элементарный электрический (положительный) заряд;  $M$  – масса иона.

В уравнениях (1) не учитывается внутреннее электрическое поле  $\mathbf{E}$  в среде, которое может возникнуть из-за направленного движения ионов как целого вследствие эффекта СИД. Это поле заведомо можно не учитывать в том случае, когда 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  $L$ ). В плазменных условиях ( $r_d \ll L$ ) направленное движение ионов должно вызывать, в силу условия квазинейтральности плазмы, направленное движение электронов. Это и приводит к возникновению внутреннего электрического поля  $\mathbf{E}$ , которое компенсирует силу трения электронов о буферные частицы (нейтральные атомы). Анализ показывает, что в плазменных условиях электроны не влияют на СИД ионов (то есть поле  $\mathbf{E}$  в уравнениях (1) не нужно учитывать) в случае слабых магнитных полей, таких, что  $\omega_c^2 \ll \nu_n \nu_e m/M$ , где  $\nu_n$  и  $\nu_e$  – усредненные транспортные частоты столкновений ионов и электронов с буферными частицами,  $m$  – масса электрона.

В условиях, когда функции распределений частиц по скоростям мало отличаются от максвелловских, адекватным методом решения кинетического уравнения (1) является метод Грэда (метод моментов) [16, 18]. Мы будем решать задачу с помощью простейшего приближения метода Грэда, в соответствии с которым в уравнениях (1) зависимость элементов матрицы плотности от скорости представим в виде суммы равновесного распределения  $N_i W(\mathbf{v})$  и антисимметричной поправки:

$$\rho_i(\mathbf{v}) = \left[ N_i + \frac{2}{\bar{v}^2} \mathbf{v}\mathbf{j}_i \right] W(\mathbf{v}), \quad i = m, n, mn, \quad (3)$$

где

$$N_i = \int \rho_i(\mathbf{v}) d\mathbf{v}, \quad \mathbf{j}_i = \int \mathbf{v} \rho_i(\mathbf{v}) d\mathbf{v}, \quad (4)$$

$N_m, N_n$  – концентрации ионов в состояниях  $m, n$ ;  $\mathbf{j}_m, \mathbf{j}_n$  – потоки ионов в состояниях  $m, n$ ;  $\bar{v} = \sqrt{2k_B T/M}$  – наиболее вероятная скорость ионов;  $T$  – температура,  $k_B$  – постоянная Больцмана. Представление (3) применимо в том случае, когда взаимодействие ионов с излучением обладает невысокой

селективностью по скоростям, то есть при однородном уширении линии поглощения  $\Gamma \gg k\bar{v}$ , где  $\Gamma$  – однородная полуширина линии поглощения ионов,  $k\bar{v}$  – доплеровская ширина<sup>2)</sup>.

Для недиагонального интеграла столкновений  $S_{mn}(\mathbf{v})$  в (1) будем использовать обычное в нелинейной спектроскопии приближение [5, 17]:

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

означающее, что столкновения полностью сбивают фазу осциллирующего дипольного момента.

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 с буферными частицами (нейтральными атомами). При упругих столкновениях для диагональных интегралов столкновений в (1) имеет место соотношение  $\int S_i(\mathbf{v}) d\mathbf{v} = 0$ , означающее сохранение полного числа частиц (ионов в состояниях  $m$  или  $n$ ).

Для первого момента от диагональных интегралов столкновений в приближении (3) справедливо соотношение (см., например, [2])

$$\int \mathbf{v} S_i(\mathbf{v}) d\mathbf{v} = -\nu_i \mathbf{j}_i, \quad i = m, n, \quad (6)$$

где  $\nu_i$  – эффективная (усредненная) транспортная частота столкновений, связанная простой формулой  $D_i = \bar{v}^2/2\nu_i$  с коэффициентом диффузии  $D_i$  ионов в состоянии  $i$ .

В стационарных и пространственно однородных условиях из решения системы уравнений нулевого и первого моментов для (1) 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  $\mathbf{u}_{\perp}$ :

$$\mathbf{u} \equiv \frac{\mathbf{j}_m + \mathbf{j}_n}{N} = \mathbf{u}_{\parallel} + \mathbf{u}_{\perp}, \quad (7)$$

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

$$\mathbf{u}_{\parallel} = \frac{\mathbf{k}}{k} u_{\parallel}, \quad \mathbf{u}_{\perp} = \frac{[\mathbf{k}\mathbf{B}]}{kB} u_{\perp}. \quad (8)$$

<sup>2)</sup> Приближение (3) применимо при произвольном соотношении между величинами  $\Gamma$  и  $k\bar{v}$  в случае широкополосного излучения с достаточно гладкой формой спектра в пределах ширины линии поглощения.

При произвольной интенсивности излучения формулы для проекций скорости дрейфа  $u_{\parallel}$ ,  $u_{\perp}$  имеют громоздкий вид, но заметно упрощаются при слабой интенсивности излучения  $I \ll 2\pi\hbar\omega\Gamma/\lambda^2$ . При этом условии с точностью до малых поправок порядка  $(k\bar{v}/\Gamma)^2 \ll 1$  формулы принимают вид

$$u_{\parallel} = u_0 \left\{ 1 - \frac{\omega_c^2}{\nu_n(\Gamma_m + \nu_m)} \times \left[ 1 + \frac{(3\Gamma^2 + \omega_c^2 - \Omega^2)(\Gamma_m + \nu_m + \nu_n)}{2\Gamma(\Gamma^2 + \Omega^2)} \right] \right\}, \quad (9)$$

$$u_{\perp} = u_0 \frac{\omega_c(\Gamma_m + \nu_m + \nu_n)}{\nu_n(\Gamma_m + \nu_m)} \times \left\{ 1 + \frac{(3\Gamma^2 + \omega_c^2 - \Omega^2)[(\Gamma_m + \nu_m)\nu_n - \omega_c^2]}{2\Gamma(\Gamma^2 + \Omega^2)(\Gamma_m + \nu_m + \nu_n)} \right\}, \quad (10)$$

где

$$u_0 = \bar{v}\tau_{\sigma} P\varphi, \quad P = \frac{2|G|^2\Gamma}{\Gamma^2 + \Omega^2},$$

$$\tau_{\sigma} = \frac{\nu_n - \nu_m}{\left[\nu_n + \frac{\omega_c^2}{\nu_n}\right] \left[\Gamma_m + \nu_m + \frac{\omega_c^2}{\Gamma_m + \nu_m}\right]}, \quad (11)$$

$$\varphi = \frac{\Omega k\bar{v}(\Gamma^2 + \Omega^2)}{[\Gamma^2 + (\Omega + \omega_c)^2][\Gamma^2 + (\Omega - \omega_c)^2]},$$

$P \equiv \int P(\mathbf{v}) d\mathbf{v}$  – число актов поглощения излучения ионом в единицу времени. В отсутствие магнитного поля (при  $\omega_c = 0$ ) из (9) – (11) следует известная [1, 2] формула для скорости СИД при однородном уширении линии поглощения, как и должно быть.

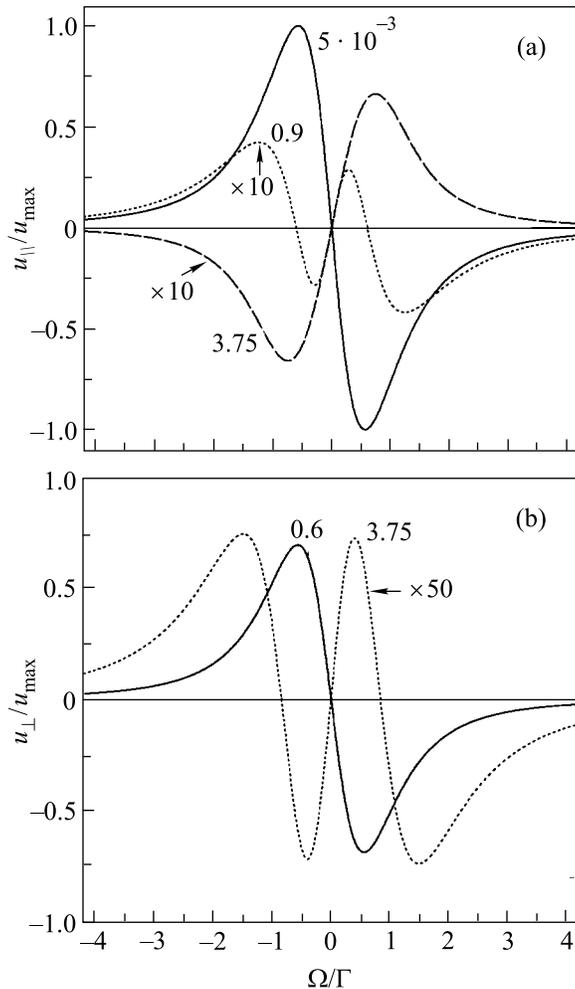
На рисунке представлены результаты расчетов проекций  $u_{\parallel}$  и  $u_{\perp}$  скорости дрейфа по формулам (9), (10). В качестве единицы измерения скоростей взята величина

$$u_{max} = \bar{v} \frac{|\nu_n - \nu_m|}{\nu_n} \frac{k\bar{v}}{\Gamma_m + \nu_m} \frac{3\sqrt{3}|G|^2}{8\Gamma^2}, \quad (12)$$

которая равна максимальному (при  $|\Omega| = \Gamma/\sqrt{3}$ ) значению скорости дрейфа ионов в отсутствие магнитного поля.

На рисунке а видно, что с ростом магнитного поля проекция  $u_{\parallel}$  скорости дрейфа  $\mathbf{u}$  на направление излучения меняет свой знак. Как следует из формулы (9), изменение знака происходит в области значений циклотронной частоты  $\omega_c \sim \sqrt{\nu_n(\Gamma_m + \nu_m)}$ .

Физическую причину изменения направления скорости дрейфа ионов с ростом магнитного поля



Зависимость проекций  $u_{\parallel}$  и  $u_{\perp}$  скорости дрейфа ионов  $\mathbf{u}$  от расстройки частоты излучения  $\Omega$  при различных значениях циклотронной частоты вращения ионов. Около кривых отмечены значения отношения  $\omega_c/\nu_n$

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 в состоянии  $i$  поперек магнитного поля равен  $D_{iB} = \bar{v}^2/2\nu_{iB}$ , 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 [16]. Следовательно, при наличии магнитного поля, перпендикулярного к 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.

Кривые 1 и 3 на рисунке а соответствуют обычному эффекту СИД с характерной дисперсионно-подобной (с точностью до знака – производная по частоте от контура линии поглощения) частотной зависимостью скорости дрейфа  $u_{\parallel}(\Omega)$  с одним нулем при нулевом значении расстройки  $\Omega$  частоты излучения. Кривая 2 на рисунке а с тремя нулями соответствует так называемому аномальному СИД<sup>3)</sup> [9–11] с резким отклонением частотной зависимости скорости дрейфа  $u_{\parallel}(\Omega)$  от дисперсионно-подобной кривой. Аномальный СИД возникает при циклотронной частоте вращения ионов  $\omega_c \sim \sqrt{\nu_n(\Gamma_m + \nu_m)}$ . Анализ показывает, что интервал  $\Delta\omega_c$  значений циклотронной частоты, при которых наблюдается аномальный СИД, равен  $\Delta\omega_c \approx 0.2\nu_n$ .

В отсутствие внешних полей аномальный СИД, как выяснено в серии работ (см., например, [19] и приведенную там библиографию), 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 (затронутых излучением) уровнях изменяет свой знак как функция  $v$ . Результаты данной работы показывают, что для ионов во внешнем магнитном поле аномальный СИД может возникать и при не зависящих от скорости транспортных частотах столкновений.

На рисунке б показана зависимость проекции  $u_{\perp}$  скорости дрейфа  $\mathbf{u}$  на поперечное к волновому вектору  $\mathbf{k}$  направление от расстройки частоты излучения при различных значениях величины магнитного поля. Абсолютный (по  $\Omega$  и  $\omega_c$ ) максимум скорости  $u_{\perp}$  достигается при  $\omega_c \sim \nu_n/2$  и близок к абсолютному максимуму скорости  $u_{\parallel}$ , который достигается при  $\omega_c \rightarrow 0$  (сравнение кривых 1 на рисунках а и б показывает, что  $|(u_{\perp})_{max}| \approx 0.7|(u_{\parallel})_{max}|$ ). При циклотронной частоте вращения ионов  $\omega_c \gtrsim 3\nu_n$  возникает

<sup>3)</sup> В 1992 г. при исследовании СИД молекул  $C_2H_4$  в буферном газе Kг было обнаружено неожиданно резкое отклонение частотной зависимости скорости дрейфа от дисперсионно-подобной кривой [9]: наблюдался аномальный спектральный профиль скорости СИД с тремя нулями вместо одного нуля, как должно было бы быть по существовавшей тогда теории СИД с не зависящими от скорости транспортными частотами столкновений. Отличие от предсказаний теории было столь сильным, что эффект получил название “аномальный” СИД.

аномальный СИД в поперечном к волновому вектору  $\mathbf{k}$  направлении (кривая 2 на рисунке b).

Отметим, что формулы (9), (10), описывающие дрейф ионов под действием бегущей монохроматической световой волны, естественным образом обобщаются на случай воздействия широкополосного излучения с произвольной спектральной интенсивностью  $I(\omega)$ . Для этого в формуле (11) для  $P$  достаточно заменить входящую в фактор  $|G|^2$  интенсивность излучения  $I$  на зависящую от частоты излучения  $\omega$  спектральную интенсивность  $I(\omega)$  и затем полученные таким образом модифицированные формулы (9), (10) для скорости дрейфа  $\mathbf{u}(\omega)$  проинтегрировать по  $\omega$  в бесконечных пределах. Полученные в результате такой замены формулы будут справедливы и при доплеровском ( $k\bar{v} \gg \Gamma$ ) уширении линии поглощения в случае широкополосного излучения с достаточно гладкой формой спектра в пределах ширины линии поглощения (см. подстрочное примечание 2).

Отметим также, что полученные в данной работе формулы для скорости дрейфа  $\mathbf{u}$  можно обобщить (в соответствии с результатами работы [3]) на частный случай широкополосного излучения с лоренцевским спектром путем замены  $\Gamma \rightarrow \Gamma + \delta$ , где  $\delta$  – полуширина спектра излучения. Расстройка частоты излучения  $\Omega$  в формулах (9), (10) в данном случае есть разность между частотой центра лоренцевской линии излучения и частотой перехода  $\omega_{mn}$ . Условие  $\Gamma > k\bar{v}$  применимости формул (9), (10) в данном случае трансформируется в условие  $\Gamma + \delta > k\bar{v}$ , которое можно выполнить при сколь угодно низком давлении газа, если ширина спектра излучения  $\delta > k\bar{v}$ . Ниже мы воспользуемся этим обстоятельством для оценки величины магнитного поля, необходимой для экспериментального наблюдения описанных в данной работе некоторых характерных особенностей дрейфа ионов.

Для наблюдения смены направления дрейфа вдоль  $\mathbf{k}$  и аномального (вдоль  $\mathbf{k}$ ) СИД требуются магнитные поля, обеспечивающие циклотронную частоту вращения ионов  $\omega_c \sim \sqrt{\nu_n(\Gamma_m + \nu_m)}$ . Для переходов в видимой области спектра  $\Gamma_m \sim 10^8 \text{ с}^{-1}$  и при транспортной частоте столкновений ионов  $\nu_m \sim \nu_n \sim 10^6 \text{ с}^{-1}$  (это соответствует давлению газа  $\sim 0.1$  торр) получаем оценку  $\omega_c \sim 10^7 \text{ с}^{-1}$ . При массе ионов  $M \sim 20$  а.е.м. эта циклотронная частота достигается в магнитных полях  $B \sim 2 \cdot 10^4$  Гс.

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 поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант # 01-02-17433).

1. Ф. Х. Гельмуханов, А. М. Шалагин, Письма в ЖЭТФ **29**, 773 (1979).
2. Ф. Х. Гельмуханов, А. М. Шалагин, ЖЭТФ **78**, 1674 (1980).
3. А. К. Попов, А. М. Шалагин, В. М. Шалаев, В. З. Яхнин, ЖЭТФ **80**, 2175 (1981).
4. С. Н. Атутов, И. М. Ермолаев, А. М. Шалагин, ЖЭТФ **92**, 1215 (1987).
5. S. G. Rautian and A. M. Shalagin, *Kinetic Problems of Nonlinear Spectroscopy*, North-Holland, Amsterdam–New York–Oxford, 1991.
6. П. Л. Чаповский, Изв. АН СССР, серия физ. **53**, 1069 (1989).
7. G. Nienhuis, Phys. Rep. **138**, 151 (1986).
8. H. G. C. Werij and J. P. Woerdman, Phys. Rep. **169**, 145 (1988).
9. G. J. van der Meer, J. Smeets, S. P. Pod'yachev, and L. J. F. Hermans, Phys. Rev. **A45**, R1303 (1992).
10. E. J. van Duijn, R. Nokhai, and L. J. F. Hermans, J. Chem. Phys. **105**, 6375 (1996).
11. F. Yahyaei-Moayyed and A. D. Streater, Phys. Rev. **A53**, 4331 (1996).
12. Ф. Х. Гельмуханов, А. М. Шалагин, КЭ **8**, 590 (1981).
13. S. N. Atutov, S. P. Pod'yachev, and A. M. Shalagin, Opt. Commun. **83**, 307 (1991).
14. S. Dattagupta, R. Ghosh, and J. Singh, Phys. Rev. Lett. **83**, 710 (1999).
15. J. Singh, R. Ghosh, and S. Dattagupta, Phys. Rev. **A61**, 025402-1 (2000).
16. В. Е. Голант, А. П. Жилинский, И. Е. Сахаров, *Основы физики плазмы*, М.: Атомиздат, 1977.
17. С. Г. Раутиан, Г. И. Смирнов, А. М. Шалагин, *Нелинейные резонансы в спектрах атомов и молекул*, Новосибирск, Наука, 1979.
18. В. М. Жданов, *Явления переноса в многокомпонентной плазме*, М.: Энергоиздат, 1982.
19. А. И. Пархоменко, ЖЭТФ **116**, 1587 (1999).