

## مطالعه بر روی رفتار دینامیکی حباب حفره ساز برای گسیل هسته ای

\*سیده نسرین حسینی مطلق<sup>۱</sup>، مهدی روستای<sup>۲</sup>، شیلان صید محمدی<sup>۳</sup>، هاجر کاظمی فرد<sup>۴</sup>

<sup>۱</sup>دانشکده فیزیک دانشگاه علم و صنعت ایران، تهران

<sup>۲</sup>دانشکده فیزیک دانشگاه علم و صنعت ایران، تهران

<sup>۳</sup>دانشکده فیزیک دانشگاه علم و صنعت ایران، تهران

<sup>۴</sup>دانشکده فیزیک دانشگاه علم و صنعت ایران، تهران

### چکیده

در این مقاله رفتار دینامیکی حباب حفره ساز برای گسیل های هسته ای مورد بحث قرار گرفته است. فرایند انبساط بی دررو از نطفه تشکیل حباب گرفته تا اندازه بحرانی آن و انفجار امواج ضربه ای از حباب بحرانی گرفته تا حباب مرکزی که در آن دمای بالا و چگالی بزرگی ایجاد می گردد مورد بحث قرار می گیرند. نکات کلیدی که بترتیب مورد بحث قرار می گیرند، عبارتند از: ۱- بازده جفت شدگی مابین امواج ما فوق صوت و حباب حفره ساز ۲- معادلات حرکت برای رشد حباب و انفجار آن ۳- نقش های مهم جبهه موج برای موج شوکی انفجار درونی ۴- ساختار ترمو فیزیکی (فیزیک گرمایی موج شوکی فروزنده) ۵- تعادل انرژی و فشار سیستم ۶- احتمال انجام واکنش های هسته ای در قلب حباب داغ ۷- اثر ساختار مرکزی بر روی اتلاف گسیل فوتونی و اتلاف حرارتی. نتیجه آن است که همجوشی حبابی فقط تحت شرایط محدود و سختی امکان پذیر است. سیستم های انرژی هیدروژنی نهایی بر اساس جدایش آب سبب همجوشی حبابی می شود.

واژه های کلیدی: گسیل هسته ای، حباب، دینامیک، همجوشی، امواج صوتی

### مقدمه

عنوان همجوشی هسته ای به روش صوتی چهارده سال قدمت دارد. علی الخصوص گروه آزمایشگاهی Ridge - Oak بر روی این مساله بدلیل مطالعات منظم و مفصل علاقه مندی نشان داده اند [1-2]. اما تمایل عمومی به این قضیه مورد تردید واقع بوده است. نتایج بدست آمده توسط ORNLG نشان داده است که  $\frac{T}{D} = 10$ ، در حالی که در واکنش همجوشی  $D - D$  داریم  $\frac{T}{D} = 1$ . پیشنهاد یک روش ابتدایی را برای دینامیک حباب حفره ساز و معیار مشخصه گسیل هسته ای ارائه نموده است. او مطالعه نموده که چگونه می توان آب را برای یک مدت طولانی مورد جدایش قرار داد و عقیده داشت که سیستم های انرژی هیدروژنی نهایی بر اساس جدایش آب به سبب همجوشی سرد کوچک مقیاس ساخته خواهند شد [3-4]. اندازه گیری گسیل هسته ای در همجوشی ناشی از حباب آنقدر ظریف به نظر می رسد که رد شدن آن به وسیله فیزیک دانان هسته ای، مسلم نیست. هدف این مقاله به نمایش گذاشتن یک تحلیل واقعی است. قدرت جفت شدگی بین  $USW^2$  و حباب فاکتور مهمی است به طوری که انرژی  $USW$  به عنوان انرژی

• 2-Ultra Sonic Wave

پتانسیل در حباب جذب و ذخیره می شود. فرایند رشد حباب حفره ساز بایستی بی دررو باشد و درجه خلا در فضای حباب بایستی بیشتر از یک مقدار معین باشد. می توان نشان داد که حداکثر شعاع بحرانی برابر است با:  $r_c = \frac{\lambda}{4}$ ، که  $\lambda$  طول موج می باشد. جبهه موج برای موج ضربه ای (ISW) نقش های مهمی را نه تنها برای تولید ذرات پلاسما بلکه برای حفاظت از اتلاف ناشی از تابش بازی می کند. چگالی های ذرات D و ذرات پلاسما نیز از مهم ترین فاکتورها می باشند. اما چگالی بالاتر توسط تراکم پذیری حباب محدود می شود، به طوری که چگالی هایی که در ارتباط با شعاع بحرانی کوچکتر، تعداد ملکول ها در حباب، و بالاترین دمای ایجاد شده در هسته حباب هستند، مورد بحث قرار می گیرند. احتمال اندازه گیری برای گسیل هسته ای ناشی از همجوشی گرمایی D-D تحت شرایط محدود ( $T = 10^8 K$  و  $r_c = 10^{-3}$  و  $r_0 = 10^{-6}$ ) محسوس می باشد. تاکید بر این نکته لازم است که همجوشی حبابی بایستی بیشتر مورد مطالعه قرار گیرد تا مشخص گردد که آیا معیار مشخصه لاوسون ارضا می گردد یا خیر؟

روش کار

الف) بازده جفت شدگی بین USW و حباب حفره ساز: چگالی انرژی جذب شده و ذخیره شده به عنوان انرژی پتانسیل در حباب حفره ساز با شعاع  $r$  با رابطه زیر داده می شود [3]:

$$I_{sa} = \frac{3}{8} \eta_{sb} \rho_l c^3 \left( \frac{\tau}{2r} \right) \quad (1)$$

که در آن  $\rho_l$ ،  $\eta_{sb}$ ،  $c$  و  $\tau$  به ترتیب ضرایب تبدیل انرژی از USW به انرژی حباب، چگالی محیط، سرعت USW و دوره تناوب USW می باشند. اگر مد USW کششی قطر حباب را در طی مدت زمان نیم دوره تناوب طی کند ما حد بالایی شعاع بحرانی را،  $r_c = \frac{c\tau}{4}$  بدست می آوریم. اگر شکل موج برای ایجاد مدهای کششی بالاتر اصلاح گردد  $r_c$  بزرگ تر می شود. بایستی توجه شود که راه انداز فرایند انفجار درونی، باریکه پالس نوترونی (PNB) را تنظیم می کند به طوری که بعد از گذشت نیم دوره تناوب از شروع فرایند، آغاز به کار می کند. از طرف دیگر انرژی جذب شده USW نصف طول موج در مد کششی، با رابطه زیر داده می شود [4]:

$$I_{sa} = \left( \frac{1}{2} \rho_l C^2 \right) \left[ \pi \left\{ \frac{1 - (K / K_s)}{(K / K_s)^2} \frac{\omega \tau_D}{1 + \omega^2 \tau_l^2} \right\} + \frac{4}{9} \frac{\omega \tau_l}{1 + \omega^2 \tau_l^2} + \frac{1}{3} \frac{\gamma - 1}{\gamma} \omega \tau_l \right] \quad (2)$$

که در آن  $K$  و  $K_s$  و  $w$  و  $\tau_D$  و  $\tau_l$  و  $\gamma$  بترتیب نمایانگر تراکم لحظه ای، تراکم استاتیکی، فرکانس زاویه ای، زمان واهلش، زمان واهلش برخورد بین ملکولی و نسبت ظرفیت های گرمایی هستند. با استفاده از

فرمول *Rankine - Hugoniot* داریم:  $\frac{K}{K_s} = \frac{(\gamma-1) + (\gamma+1)\xi}{2\gamma(\xi+1)}$  که در آن  $\xi = \frac{P_c}{P_o} \gg 1$  نسبت

فشار *USW* به فشار درونی می باشد، و از ترکیب  $r_c = \frac{c\tau}{4}$  و معادله (۲) رابطه تقریبی زیر، به دست می آید:

$$I_{sb} = \frac{4}{3} \left[ 2\pi \frac{1-1/\gamma}{(1+1/\gamma)^2} \frac{\omega\tau_D}{1+\omega^2\tau_D^2} + \frac{4}{9} \frac{\omega\tau_i}{1+\omega^2\tau_i^2} + \frac{1}{3} \frac{\gamma-1}{\gamma} \omega\tau_i \right] \quad (3)$$

### ب) نکات کلیدی دینامیک حباب

(۱) الحاق کردن بار به نطفه حباب: همانگونه که قبلا برآن تاکید شده است الحاق نمودن یون هایی نظیر  $CD_3^-$  در یک حوضچه  $C_3D_6O$  که دارای نطفه های حباب می باشد، این باور را به وجود می آورد که رشد دادن این نطفه ها با استفاده از فشار الکتروستاتیکی ( $P_e = \frac{\gamma^2}{2\epsilon}$ ) که  $\gamma$  و  $\epsilon$  بترتیب چگالی بار سطحی و ثابت دی الکتریک هستند) اجتناب ناپذیر است. این یون ها با تابش فوتون ها تولید می شوند. چرخه زندگی حباب حفره ساز برای گسیل هسته ای توسط یون باردار بر روی نطفه حباب آغاز می شود و توسط ذرات پلاسما در مرکز حباب فشرده شده، پایان می پذیرد. (۲) معادله حرکت برای رشد حباب: معادله حرکت لایه کروی تشکیل دهنده حباب با ضخامت  $\delta$  و شعاع  $r$  برای سطحی با مساحت واحد عبارت است از:

$$\rho_l \delta \frac{dv}{dt} = \frac{2\Lambda - 2\gamma}{\gamma} + \frac{\sigma^2}{2\epsilon} + n_c kT - \rho_l v^2 \quad (4)$$

که  $\Lambda$  کشش سطحی ظاهری است و  $\gamma$  و  $n_c$  و  $k$  نمایانگر کشش سطحی قراردادی و چگالی ملکولی در حباب و ثابت بولتزمن هستند و قانون نیوتونی برای مقاومت ویسکوزیته در نظر گرفته شده است. فشار درونی،  $n_c kT$ ، بسیار کوچک است. پارامتر  $n_c$  خیلی مهم است. اولین و دومین جملات در سمت راست معادله (۴) در مقایسه با سایر جملات بسیار بزرگ می باشند و سرعت حدی  $v_e$  برای دادن یک انبساط بی دررو می تواند به اندازه کافی بزرگ باشد. (۳) معادله حرکت برای حباب ربنده: اگر حباب رشد یافته که در معرض *PNB* قرار گرفته است تحت اثر *USW* در مد کششی قرار گیرد فرایند انفجار درونی اتفاق می افتد. معادله حرکت مشابه به صورت زیر داده می شود:

$$\rho_l \delta \frac{dv}{dt} = \left( \frac{2\Lambda + 2\gamma}{r} - n_c kT + \frac{kT}{4\pi r^3 D} \right) - \rho_c v^2 \quad (5)$$

که جمله سوم در سمت راست معادله (۵) از شعاع دبی ( $r_D$ ) نتیجه می شود که در چگالی یونی بزرگ و  $T$  زیاد، اهمیت دارد. سرعت حدی  $v_i$  به آسانی می تواند بزرگ تر از اعداد ماخ قرار گیرد. که نسبت  $\frac{v_i}{v_e}$

تقریبا مساوی است با  $\frac{\rho_l}{\rho_c}$ . فشار انفجار درونی عمل کننده آنقدر بالاست که لایه  $\delta$  نقش جبهه موج *ISW* را به عهده خواهد داشت. ضروری است که جبهه موج *ISW* دارای همگرایی کروی باشد. به منظور تقویت

و بالا بردن اثر جبهه موج توصیه می شود فشار انفجار درونی توسط راه انداز  $PNB$  در مدت زمان  $\Delta\tau$  پس از  $\tau/2$  افزایش یابد. (۴) اثرات جبهه موج همگرا بر روی دمای قسمت مرکزی: افزایش دمای  $\Delta\tau$  توسط جبهه موج تخت با رابطه زیر داده می شود [3]:

$$\Delta T = T \left[ \left\{ \frac{(\gamma+1)\xi + \gamma - 1}{(\gamma-1)\xi + \gamma + 1} \right\}^{\gamma-1} - 1 \right] \quad (6)$$

که در آن  $T$  دمای فضای پشتی است. تخمین دقیق افزایش دما توسط وجود جبهه موج همگرا آنگونه که در (۳) ذکر شد بسیار پیچیده است. اما اگر اثر کانونی شدن بوسیله موج صوتی ( $SW$ ) متراکم شده در نظر گرفته شود تقریباً داریم:  $T_0 = T \left( \frac{r_c}{r_0} \right)^2$  که در آن  $T_0$  و  $r_0$  و  $r_c$  به ترتیب دما و شعاع اولیه و شعاع متراکم شده است. اگر انرژی جبهه موج بوسیله زمان راه اندازی  $USW$  در مد کششی توسط  $\Delta\tau$  فراهم آید تعادل انرژی برای جبهه موج با رابطه زیر داده می شود:

$$\frac{2\Lambda}{r} \frac{\Delta\tau}{\tau/2} = \frac{1}{2} \rho_c C^2 M^2 - n_c k \Delta T \quad (7)$$

و  $M^2 = 1 + \frac{\gamma+1}{2\gamma} (\xi-1)$  که  $M$  سرعت جبهه موج بر حسب عدد ماخ می باشد. اولین و دومین عبارت در سمت راست معادله (۷) بترتیب انرژی های جنبشی و گرمایی می باشند پس ما یک فرایند کانونی سازی جبهه موج کروی را در نظر خواهیم گرفت که با مرکز چگال حباب برخورد پیدا می کند.

(ج) آهنگ واکنش های گرما هسته ای  $D-D$  در مرکز حباب: چگالی  $\rho_i$  مربوط به مایع حوضچه (مثلاً  $C_3D_6O$  در دمای ۲۰۰ درجه کلوین) از مرتبه  $10^{28}$  می باشد و چگالی  $n_0$  مربوط به گاز پلاسما در مرکز به شعاع  $r_0$  با فشار بالا فرض می شود که دارای مرتبه ای به بزرگی  $10^{25}$  یا کمتر از این مقدار می باشد. این مقدار به طور نزدیکی مرتبط با تعداد ملکول ها ( $N_c$ ) که فرض می شود در سر تا سر چرخه زندگی حباب ثابت باشد) و حباب با شعاع  $r_c$  می باشد. روابط مابین پارامترهای فوق با رابطه  $r_0 = \left( \frac{3N_c}{4\pi n_0} \right)^{1/3}$  داده

می شود که اگر در معادله  $T_0 = T \left( \frac{r_c}{r_0} \right)^2$  جایگذاری شود داریم:  $T_0 = T r_c^2 \left( \frac{4\pi n_0}{3N_c} \right)^{2/3}$  که در آن  $T_0$  و  $T$

بترتیب دما در مرکز و دمای بحرانی حباب هستند. به بیان محکمی  $r_0$  بایستی بدون اینکه تناقضی باتوازن فشار در مرکز حباب مرکزی داشته باشد، مشخص شود که این موضوع را میتوان با رابطه زیر بیان کرد:

$$kT \left[ \sum_i n_{0i} - \frac{1}{4\pi} \left\{ \frac{e^2 \sum_i Z_i^2 n_{0i}}{\epsilon k T} \right\}^{3/2} \right] = \frac{3\gamma}{r} \left( \frac{r_c}{r_0} \right)^2 \quad (8)$$

که شعاع دبای به طور صریح در آن آمده است و  $n_{0i}$ ،  $Z_i$  و  $\epsilon$  بترتیب موید چگالی  $i$  امین یون، ظرفیت و ثابت دی الکتریک یون هستند. عبارت موجود در سمت راست همان چگالی انرژی می باشد که توسط کشش سطحی در طول فرایند انفجار درونی مشخص می شود.

د) تعادل انرژی سیستم انفجار درونی: مدل قلب داغ ریمبند در شکل (۱) نشان داده شده است که در آن لایه نازک  $\delta$  با دمای  $T + \Delta T$  نشان داده می شود. این مطلب نتیجه جبهه موج منعکس یافته می باشد. تعادل انرژی در هسته داغ می تواند به صورت زیر نوشته شود:

$$\frac{2\Lambda}{r_c} \left(1 + \frac{\Delta\tau}{\tau/2}\right) + \frac{3\gamma}{r_0} \left(\frac{r_c}{r_0}\right)^2 - \frac{3}{2} kT_0 \sum_i n_{0i} - \sum_i \varepsilon_i n_i - q_p - q_t > 0 \quad (9)$$

که در آن  $\varepsilon_i$  و  $q_p$  و  $q_t$  بترتیب بیانگر انرژی یونش  $i$  امین عنصر و اتلاف بر واحد حجم تابش فوتونی و اتلاف رسانش حرارتی بر واحد حجم هستند. بنابر قانون استفان - بولتزمن برای مدل نشان داده شده در شکل (۱) داریم:

$$q_p = (3\alpha_0 \tau_{p0} \sigma T_0^4 / r_0) / \left[1 + (\alpha_0 \tau_{p0} / \alpha_\delta \tau_{p\delta}) (1 - 2 \frac{\gamma}{r_0}) (1 - 4 \frac{\Delta T}{T_0})\right] \quad (10)$$

که در آن  $\sigma$ ،  $\alpha_0$ ،  $\alpha_\delta$ ،  $\tau_{p0}$ ،  $\tau_{p\delta}$  بترتیب ثابت بولتزمن، گسیلندگی قلب، گسیلندگی لایه، زمان واهلش فوتون برای قلب و زمان واهلش فوتون برای لایه می باشند. اتلاف ناشی از رسانش گرمایی عبارت است از:

$$q_t = \left(\frac{3}{r_0^2}\right) / \left[ -\frac{1}{k_0 \Delta T \tau_{i0}} \left(1 - \frac{1}{\delta}\right) + (\alpha_0 \tau_{p0} / \alpha_\delta \tau_{p\delta}) (1 - 2 \frac{\gamma}{r_0}) (1 - 4 \frac{\Delta T}{T_0}) \right] \quad (11)$$

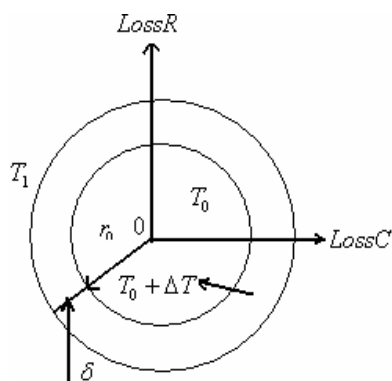
که در آن  $k_0$  و  $k_\delta$  و  $\tau_{i0}$  و  $\tau_{i\delta}$  بترتیب عبارتند از هدایت پذیری هسته و هدایت پذیری گرمایی لایه و زمان واهلش گرمایی هسته و زمان واهلش گرمایی لایه. اگر چه برخی فاکتورها نظیر  $k_i$  و  $\alpha_i$  و  $\tau_i$  هنوز مورد مطالعه قرار نگرفته اند،  $q_p$  و  $q_t$  هر دو در حضور لایه کاهش می یابند.

## نتایج

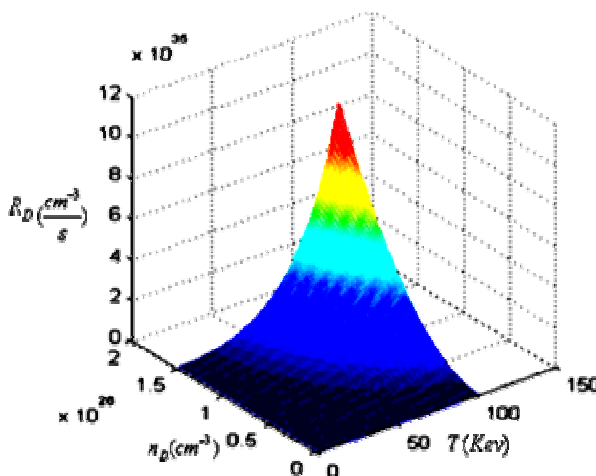
از ترکیب روابط ارائه شده در این مقاله در جدول (۱) آهنگ های های واکنش D-D را در حالت های قابل تشخیص محاسبه کرده ایم، که در آن  $T_0 = 10^8 K$  و  $r_0 = 10 cm$  و  $r_c = 10^{-3} cm$  می باشد و نیز در محاسبات از معادلات گاموف و تلمر استفاده شده است [6]:

$$R_D = 1/2 n_D^2 (260 \times 10^{-10} T^{-2/3}) \exp\left(-\frac{18.76}{T^{1/3}}\right) \quad (12)$$

در معادله (۱۲) دما بر حسب  $KeV$  بوده و آهنگ انجام واکنش بر حسب تعداد واکنش ها بر واحد متر مکعب در ثانیه بیان می شود. در شکل (۲) نمودار تغییرات سه بعدی  $R_D$  بر حسب دما و  $n_D$  را رسم کرده ایم.



شکل (۱): اتلاف های انرژی از قلب حباب



شکل (۲) نمودار تغییرات سه بعدی  $R_D$  برحسب  $n_D$  و  $T$

جدول (۱) آهنگ واکنش گرما هسته ای  $D-D$  در بعضی از حالت های واقعی قابل دسترس

$N_C$	$10^9$	$10^8$	$10^7$	$10^6$	تعداد ملکول ها
$n_0$	$2.5 \times 10^{27}$	$2.5 \times 10^{26}$	$2.5 \times 10^{25}$	$2.5 \times 10^{24}$	چگالی
$\sum_i n_{oi}$	$2.5 \times 10^{26}$	$2.5 \times 10^{25}$	$2.5 \times 10^{24}$	$2.5 \times 10^{23}$	$C_3D_6O$
$r_D$	$4.7 \times 10^{-10}$	$1.5 \times 10^{-9}$	$4.7 \times 10^{-9}$	$1.5 \times 10^{-3}$	شعاع دبابی
$1/4\pi r_D^3$	$7.9 \times 10^{26}$	$1.6 \times 10^{25}$	$7.9 \times 10^{23}$	$1.6 \times 10^{22}$	آهنگ کانونی شدن
$n_D$	$1.5 \times 10^{26}$	$1.5 \times 10^{25}$	$1.5 \times 10^{24}$	$1.5 \times 10^{23}$	$C_3D_6O$
$R_D (10^8 K)$	$4 \times 10^{22}$	$4 \times 10^{20}$	$4 \times 10^{18}$	$4 \times 10^{16}$	نرخ واکنش در $r_0$
$R_D (10^7 K)$	$3.4 \times 10^{12}$	$3.4 \times 10^{10}$	$3.4 \times 10^{18}$	$3.4 \times 10^6$	بر واحد زمان

آشکار است که گسیل های هسته ای در طول عمر مرکز داغ از مرتبه  $10^{-18} s$  در دمای  $10^8 K$  می باشد و نیز  $10^{-8} s$  در دمای  $10^7 K$  قابل مشاهده است و به آن معنا نیست که معیار لوسون ارضا شده است.

### بحث و نتیجه گیری

در این مقاله نشان داده شده است که دمای منطقه مرکزی به آسانی قابل رسیدن به  $10^8 K$  می باشد که این امر مستلزم آن است که اتلاف های  $q_p$  و  $q_t$  را در نظر نگیریم زیرا انرژی جداسازی و یونش نسبتا کوچک هستند. اگر تقسیم تساوی انرژی در بین ذرات پلاسما تحت شرایط  $q_p = q_p = 0$  برقرار بماند، برای معیار مشخصه بدست می آوریم: جمله سوم در معادله (۱۱) = جمله دوم + جمله اول، که تقریب مرتبه صفرم می باشد. انرژی دیگری به جز انرژی گرمایی، انرژی جنبشی می باشد. با به کار بردن تقریب مرتبه صفرم زمان واهلش فوتونی یعنی  $\tau_{p0}$  را تخمین خواهیم زد. از معادله ساده (۱۰) که منخرج آن را مساوی یک بگیریم، داریم:

$\tau_{p0} > \frac{1}{\alpha_0} \times 10^{-21}$  که برای گاز پلاسمایی هنوز شناخته شده نیست. اما ممکن است کمتر از  $10^{-3}$  باشد [5]. بنابراین زمان واهلش فوتونی از مرتبه  $10^{-15}$  بوده و ما به سختی می‌توانیم شرط مشاهده پذیری  $R_D \tau_{p0} > 1$  را ارضا کنیم. یک چشم انداز آتیه دار کاهش هر چه بیشتر گسیل فوتونی در حضور لایه خواهد بود.

### مراجع

- [1] Taleyarlhan RP, West CD, Cho Jr.RT,Nigmatulin RI,Blcck RC. Science;295, 1866(2002)
- [2] Galonsky A. Science;297,1645 (2002)
- [3] Ohata.T;Int.J.of Hydrogen Energy ,29 529 (2004)
- [4] Ohta. T.Int.J.of Hydrogen energy 28,1273(2003).
- [5] Hotel.HC.Heat-transmission.Int McAdams WH, editor. New york: McGraw-hill, (1954)
- [6] Gamov.G,Teiler.E,Phys.Rev.53,608(1938).